

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ УКРАЇНИ
«КИЇВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ
імені ІГОРЯ СІКОРСЬКОГО»

ФІЗИКА ТВЕРДОГО ТІЛА ЛАБОРАТОРНИЙ ПРАКТИКУМ

*Рекомендовано Методичною радою КПІ ім. Ігоря Сікорського
як навчальний посібник для студентів,
які навчаються за спеціальністю 153 «Мікро- та наносистемна техніка»,
освітньою програмою «Мікро-та наноелектроніка»*

Київ
КПІ ім. Ігоря Сікорського
2020

Фізика твердого тіла: Лабораторний практикум [Електронний ресурс] : навч. посіб. для студ. спеціальності 153 153 «Мікро- та наносистемна техніка», освітньої програми «Мікро-та нанoeлектроніка»/ КПІ ім. Ігоря Сікорського ; уклад.: В. І. Ільченко, Т. Ю. Обухова. – Електронні текстові дані (1 файл: 1,97 Мбайт). – Київ : КПІ ім. Ігоря Сікорського, 2020. – 57 с.

*Гриф надано Методичною радою КПІ ім. Ігоря Сікорського (протокол № 10 від 18.06.2020 р.)
за поданням Вченої ради факультету електроніки (протокол №05/2020 від 25.05.2020 р.)*

Електронне мережне навчальне видання

ФІЗИКА ТВЕРДОГО ТІЛА

ЛАБОРАТОРНИЙ ПРАКТИКУМ

Укладачі: *Ільченко Валентин Іванович*, канд. техн. наук, доц.
Обухова Тетяна Юріївна, канд. техн. наук.

Відповідальний редактор *Орлов А. Т.*, в.о. завідувача кафедри мікроелектроніки, канд. техн. Наук., проф.

Рецензент: *Казміренко В.А.*, доцент кафедри електронної інженерії, к.т.н., доцент

Відповідно до навчальної програми дисципліни «Фізика твердого тіла» передбачено виконання 5 лабораторних робіт: «Оптичні властивості твердих тіл», «Визначення дифузійної довжини компенсаційним методом», «Гальваномагнітні ефекти Холла і Гаусса», «Тензорезистивний ефект» та «Вивчення властивостей нелінійних діелектриків» Студенти досліджують реалізацію різноманітних фізичних ефектів в напівпровідниках та їх практичне застосування.

© КПІ ім. Ігоря Сікорського, 2020

ЗМІСТ

Лабораторна робота № 1	4
ОПТИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ТВЕРДИХ ТІЛ.....	4
1. Теоретичні відомості по поглинанню світла у твердих тілах	5
4. Контрольні питання	15
Література.....	15
1. Основні теоретичні положення	17
3. Порядок виконання роботи.....	24
4. Контрольні питання	26
Література.....	26
Лабораторна робота № 3	26
ГАЛЬВАНОМАГНІТНІ ЕФЕКТИ ХОЛЛА ТА ГАУССА.....	27
1. Теоретичні відомості по гальваномагнітним ефектам Холла та Гаусса.	27
2. Методика виміру гальваномагнітних ефектів	36
3. Порядок виконання роботи.....	38
4. Контрольні питання	39
Література	39
Лабораторна робота № 4	39
ТЕНЗОРЕЗИСТИВНИЙ ЕФЕКТ.....	40
1. Теоретичні положення по тензорезистивному ефекту.....	40
2. Методика виміру коефіцієнта тензочутливості	49
3. Контрольні питання	50
Література	50
Лабораторна робота № 5	52
ВИВЧЕННЯ ВЛАСТИВОСТЕЙ НЕЛІНІЙНИХ ДІЕЛЕКТРИКІВ.....	52
1. Основні теоретичні положення	53
2. Методика виміру	54
3. Порядок виконання роботи.....	55
4. Контрольні питання	56
Література.....	56

Лабораторна робота № 1

ОПТИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ТВЕРДИХ ТІЛ

МЕТА РОБОТИ

Серед різноманітних оптичних явищ у твердих тілах поглинання фотонів займає особливе місце, тому що саме із поглинання фотонів починається більшість фотоелектричних явищ.

Енергія фотонів може безпосередньо передаватися тепловим коливанням атомів (фононам), збільшувати енергію вільних носіїв заряду (якщо вони є у твердому тілі), створювати вільні носії.

У даній роботі вивчається фундаментальне поглинання фотонів у діапазоні видимої і, частково, інфрачервоної частини спектра (довжина хвилі 0,4...1 мкм) у широкозонних напівпровідниках (ширина забороненої зони 1...3 eV).

Основна мета роботи – дослідження спектра фундаментального і домішкового поглинання, визначення ширини забороненої зони і глибини залягання домішок.

ТЕХНІЧНЕ ЗАВДАННЯ

1. Вивчити основні характеристики і механізми поглинання світла.
2. За допомогою монохроматора визначити спектр поглинання зразків напівпровідника.
3. Розрахунковим шляхом визначити ширину забороненої зони і глибину залягання домішок, якщо вони виявлені.
4. Порівняти отримане значення ширини забороненої зони з відомим із літературних джерел.
5. Підготувати відповіді на контрольні питання.

1. Теоретичні відомості по поглинанню світла у твердих тілах

1.1. Кількісні характеристики поглинання.

Поглинання фотонів - масовий процес і підпорядковується статистичним закономірностям. Зокрема, при масових процесах зміна будь – якого параметра, що характеризує процес у цілому, прямо пропорційна миттєвому значенню цього ж параметра. Оформимо це положення кількісно.

На поверхню твердого тіла падає монохроматичний світловий потік з інтенсивністю Φ_λ (індекс λ – довжина світлової хвилі – ознака монохроматичності). Потік Φ будемо визначати числом фотонів із довжиною хвилі λ , що падають на одиницю поверхні за одиницю часу. Частково потік відбивається, частково поглинається, частково проходить через речовину кінцевих розмірів без поглинання.

Визначимо частину потоку Φ_λ , що поглинається в прошарку речовини dx , на відстані x . Зменшення інтенсивності потоку за рахунок поглинання

$$d\Phi_\lambda(x) = -\alpha_\lambda \Phi_\lambda(x)dx, \quad (1.1)$$

де знак “-” враховує зменшення потоку, α_λ - коефіцієнт пропорційності.

Інтегруючи (1.1) одержимо:

$$\Phi_\lambda(x) = \Phi_\lambda(0) \exp(-\alpha_\lambda x), \quad (1.2)$$

де $\Phi_\lambda(0)$ - інтенсивність потоку на поверхні.

Отримане співвідношення (1.2) відоме як *закон Ламберта-Бугера*. Фізичний зміст α_λ одержимо, поклавши $x = l/\alpha_\lambda = l_\lambda$

$$\Phi_\lambda(x=l_\lambda) = \Phi_\lambda(0)/e = \Phi_\lambda(0)/2,7. \quad (1.3)$$

Відстань l_λ , на якій паралельний монохроматичний потік світла слабшає в *e-раз* (2,7 рази) називається *пробігом фотонів*.

Параметр α_λ , обернений пробігу випромінювання, називається *показником поглинання* і визначає кількість фотонів, що поглинаються на одиниці довжини пробігу фотонів.

Залежність показника поглинання від довжини хвилі світла $\alpha_\lambda(\lambda)$ або від енергії фотонів $\alpha_\lambda(h\nu)$ називається *спектром поглинання*.

Якщо товщина зразка у напрямку світлового потоку d , інтенсивність потоку на неосвітленій грані буде, відповідно до (1.2),:

$$\Phi_\lambda(d) = \Phi_\lambda(0) \exp(-\alpha_\lambda d). \quad (1.4)$$

Добуток показника поглинання α_λ на товщину зразка d називається *оптичною товщиною зразка*. Розрізняють два граничних випадки:

$\alpha_\lambda d \gg 1$ – *оптично товстий зразок*,

$\alpha_\lambda d \ll 1$ – *оптично тонкий зразок*.

У оптично товстому зразку потік поглинається повністю, поглинання істотно нерівномірне по товщині.

У оптично тонкому зразку поглинання незначне і практично рівномірне по товщині.

На закінчення відзначимо, що основний закон поглинання - закон Ламберта-Бугера (1.2) - справедливий, якщо показник поглинання не залежить від інтенсивності світлового потоку.

1.2. Відбиття світла

Коефіцієнт відбиття R визначає частку світлового потоку $\Phi_{\lambda}^{\text{від}}$, що відбивається від поверхні тіла:

$$R_{\lambda} = \Phi_{\lambda}^{\text{від}} / \Phi_{\lambda}. \quad (1.5)$$

Залежність коефіцієнта відбиття від довжини світлової хвилі називається **спектром відбиття**.

Коефіцієнт відбиття R , показник поглинання α і показник переломлення n взаємозалежні:

$$R = ((n-1)^2 + \alpha^2) / ((n+1)^2 + \alpha^2). \quad (1.6)$$

З (1.6) випливає, що тверді тіла, які сильно поглинають (α велике), сильно й відбивають ($R \approx 1$). Така ситуація характерна для металів у видимій частині спектра (“металевий блиск”). Для діелектриків, α дуже малий у видимій частині спектра і коефіцієнт відбиття можна визначити по формулі:

$$R \approx (n-1)^2 / (n+1)^2. \quad (1.7)$$

Для скла, наприклад, $n = 1,5$ і, відповідно, $R = 0,04$.

Для напівпровідників $n = 3,5 \dots 4, 5$. У середньому, для напівпровідників коефіцієнт відбиття лежить у межах $0,3 \dots 0,9$.

1.3. Механізми поглинання світла

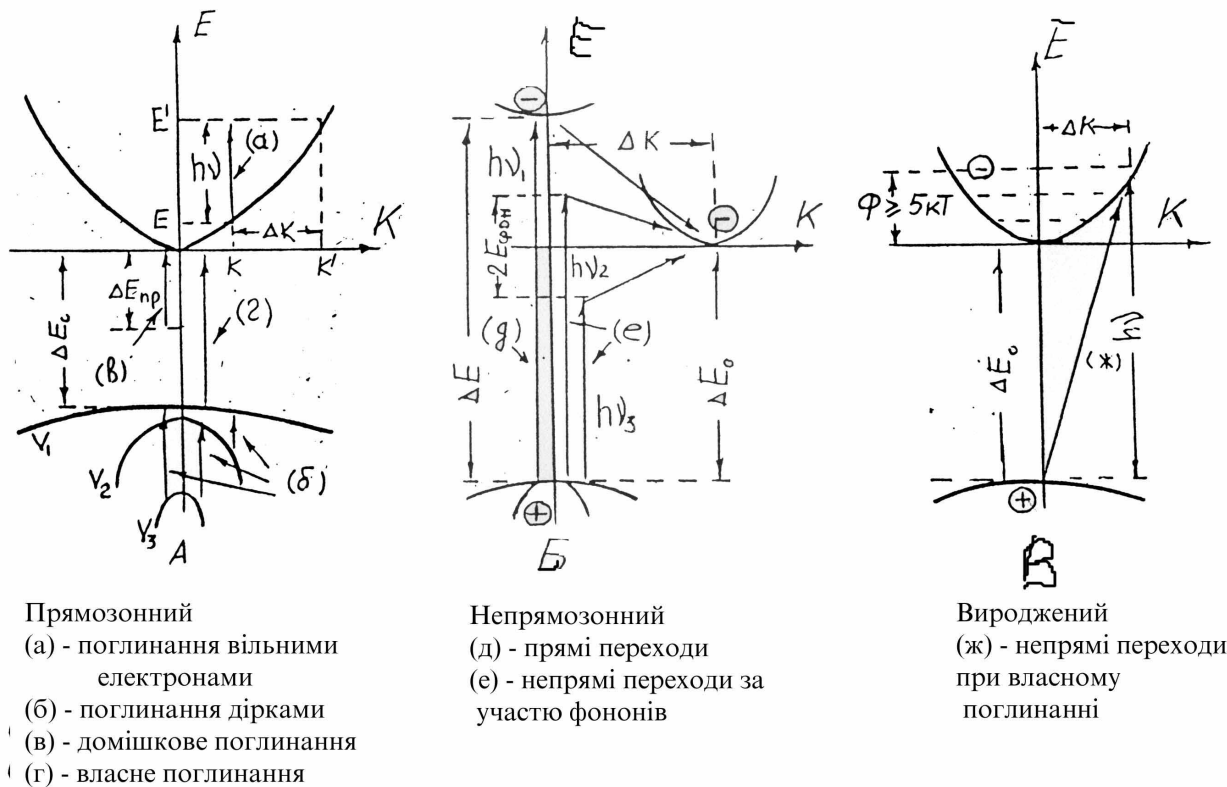
У металів енергія фотонів витрачається на збудження вільних електронів, енергетичний спектр яких квазинеперервний. Поглинання відбувається в межах декількох атомних прошарків на поверхні і супроводжується перевипромінюванням фотонів. Саме цим пояснюється сильна відбивна спроможність металів.

Діелектрики практично не мають вільних електронів. У видимій частині спектра більшість діелектриків поглинає дуже слабо. Електронне поглинання спостерігається у фіолетовій і ультрафіолетовій частинах спектра. Поглинання за рахунок збудження теплових коливань атомів (фононне поглинання) носить резонансний характер і спостерігається у вигляді смуг поглинання в інфрачервоній частині спектра (десятки мікрометрів).

Аналогічно відбувається фононне поглинання у напівпровідників. У германії і кремнії смуги фононного поглинання спостерігаються у межах $9 \dots 30$ мкм.

1.3.1. Поглинання вільними носіями в напівпровідниках

При наявності вільних носіїв у напівпровідниках можливі їхні переходи в межах відповідної зони (електронів у зоні провідності, дірок у валентній зоні) при поглинанні фотонів (мал.1). Проте закони зберігання енергії й імпульсу можна виконати лише при одночасній участі у процесі поглинання розсіювання на фононах або іонізованих домішках. Справа в тому, що імпульс фотона в кристалі мізерно малий і не відповідає енергії, яка передається електрону або дірці. У той же час, при розсіюванні імпульс носія заряду змінюється у широких межах.



Мал. 1 Схеми електронних переходів

Взаємодія електрон-фотон-фонон (домішковий іон) відбувається одночасно і закони зберігання енергії й імпульсу мають такий вигляд:

$$E^1 = E + h\nu + E_{\text{ф}}, \quad K^1 = K + q + q_{\text{фот}}, \quad (1.8)$$

де E , K - енергія й імпульс до взаємодії; E^1 , K^1 - енергія й імпульс після взаємодії; $h\nu$ - енергія фотона; $E_{\text{ф}}$ - енергія фонона, q - хвильовий вектор - фонона, $q_{\text{фот}}$ - хвильовий вектор фотона.

Показник поглинання для цього механізму можна подати таким чином:

$$\alpha_{\lambda} = A\lambda^{1,5} + B\lambda^{2,5} + C\lambda^{3,5}, \quad (1.9)$$

де λ - довжина хвилі, A , B , C - розмірні коефіцієнти при участі акустичних, оптичних фононів і іонів домішок у розсіюванні відповідно.

При кімнатних температурах для більшості напівпровідників

$$\alpha_{\lambda} \sim \lambda^2. \quad (1.10)$$

У діркових напівпровідниках поглинання вільними дірками має ряд особливостей у порівнянні з поглинанням вільними електронами. Валентна

зона складається з 3-х підзон і світло збуджує переходи між цими підзонами (мал.1.б).

Поглинання вільними електронами і дірками не змінює повного числа носіїв заряду і повинно бути електрично не активним. Проте, перерозподіл дірок у межах валентної зони супроводжується зміною їхньої ефективної маси і мобільності і, отже, провідності (ефект "несправжньої фотопровідності").

Поглинання вільними носіями спостерігається при енергіях фотонів, менших ширини забороненої зони.

1.3.2. Домішкове поглинання

Якщо у напівпровіднику є домішкові центри, заселені електронами, а енергія фотонів відповідає енергії іонізації цих центрів, то відбувається фотоіонізація домішок з утворенням вільних електронів (мал.1. в). Аналогічно відбувається фотоіонізація валентних електронів з утворенням дірок. Крім того, для ефективного домішкового поглинання необхідно виключити термоіонізацію домішок, тобто виконати умову: $kT \ll \Delta E_{\text{дом}}$, де $\Delta E_{\text{дом}}$ - глибина залягання домішок, kT - середня теплова енергія при температурі T .

При достатній інтенсивності світлового потоку можлива повна фотоіонізація домішок і поглинання припиняється, тобто, закон Ламберта-Бугера (1.2) у загальному випадку не виконується для домішкового поглинання, тому що показник поглинання спадає при зростанні інтенсивності потоку.

Ефект домішкового поглинання використовується для визначення глибини залягання (енергії іонізації) домішкових центрів та у фотоприймачах для інфрачервоної частини спектра.

1.3.3. Фундаментальне (власне) поглинання

Фундаментальне поглинання є основним механізмом поглинання в інфрачервоній і видимій частинах спектра для напівпровідників. Головна умова фундаментального поглинання:

$$h\nu \geq \Delta E_0. \quad (1.12)$$

Знак рівності в умові (1.12) визначає край фундаментального поглинання λ_k :

$$hc/\Delta E_0 = \lambda_k \text{ (мкм)} = 1,242/\Delta E_0 \text{ (eV)}, \quad (1.13)$$

де h - постійна Планка, c - швидкість світла.

Частина спектра, для котрої $\lambda < \lambda_k$ називається короткохвильовою, для $\lambda > \lambda_k$ - довгохвильовою.

Фундаментальне поглинання супроводжується утворенням електронно-діркових пар (мал.1. г), тому воно ще називається *власним*.

Структура переходів при власному поглинанні показана на мал.1. а,б,в.

Для *прямозонних* напівпровідників (мінімум зони провідності і максимум валентної зони на одній вертикалі) закони зберігання енергії й імпульсу:

$$\begin{aligned} E^l &= h\nu - \Delta E_0; \\ K_{\min} &\approx K_{\max}. \end{aligned} \quad (1.14)$$

Наближена рівність у законі зберігання імпульсу пов'язана з тим, що зневажаємо імпульсом фотона. Переходи, що відповідають законам (1.14), називаються **прямими** або **вертикальними**.

До прямозонних напівпровідників відносяться практично усі сполуки **A₃B₅**.

Для **непрямозонних** напівпровідників (абсолютні екстремуми в різних точках імпульсного простору) (мал.1. б) крім прямих (вертикальних) переходів можливі **непрямі переходи** (мал.1. е) за участю електронів, фотонів і фононів. Розподіл "ролей" вже обговорювався в п. 1.3.1 для такого типу взаємодій. Закони зберігання енергії й імпульсу для непрямих переходів:

$$\begin{aligned} \Delta E_0 &= h\nu \pm E_{\text{фон}}, \\ K_{\min} - K_{\max} &= \Delta K \approx q, \end{aligned} \quad (1.15)$$

де $E_{\text{фон}}$ - енергія фонона, знак " \pm " у законі зберігання енергії враховує, що одна і та ж зміна імпульсу електрона ΔK досягається як при поглинанні фонона (знак "+"), так і при збудженні фонона (знак "-"). Відповідно, енергія фотона або менша ширини забороненої зони ($h\nu_3 < \Delta E_0$), або більша ($h\nu_2 > \Delta E_0$) на енергію фонона.

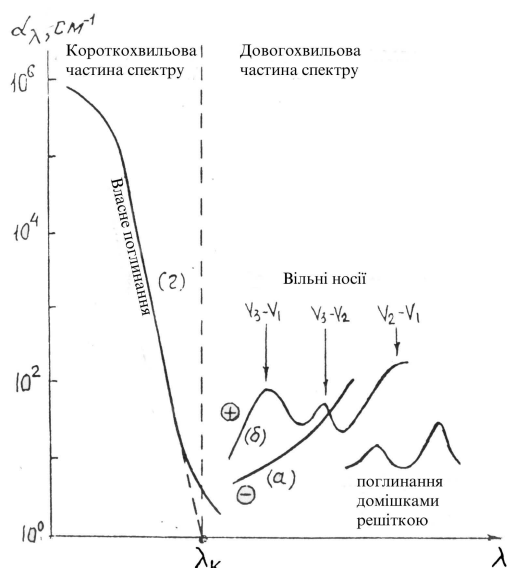
Ширина забороненої зони знаходиться посередині між $h\nu_2$ і $h\nu_3$.

У вироджених напівпровідниках власне поглинання йде тільки за рахунок непрямих переходів (мал.1. в). Крім того, край власного поглинання зміщений у короткохвильову частину спектра відносно краю поглинання у невивродженому стані.

Показник фундаментального поглинання для прямих переходів на 3-5 порядків перевищує показники поглинання для інших механізмів поглинання.

Для непрямих переходів ймовірність поглинання на 2-3 порядку менше, ніж для прямих, тому що необхідна участь фонона з певним значенням імпульсу. Так що у цілому, показник поглинання для непрямих переходів співрозмірний із показниками поглинання для інших механізмів поглинання.

1.3.4. Загальний вигляд спектра поглинання



Мал. 2 Загальний вигляд спектра поглинання

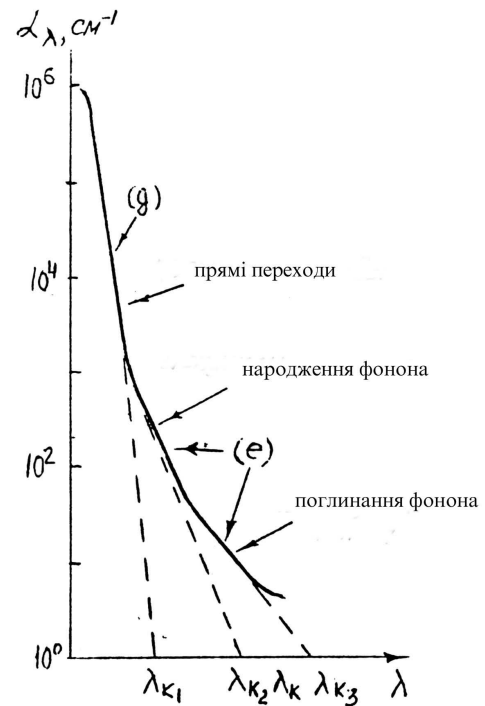
Загальний вигляд спектра поглинання показаний на мал.2. У довгохвильовій частині спектра спостерігається поглинання вільними електронами і дірками (поблизу краю власного поглинання), далі - смуги домішкового поглинання і у далекій інфрачервоній частині спектра - смуги фононного поглинання.

Форма краю власного поглинання, показана на мал.2, відповідає прямозонному напівпровіднику (мал.1.г). Для непрямозонних напівпровідників (германій, кремній) форма краю поглинання більш складна (мал.3), тому що

відповідно до закону зберігання енергії (1.15) і системи можливих електронних переходів (мал.1. б), є три значення краю власного поглинання. Наявність зламів на спектрі власного поглинання є зовнішньою ознакою наявності непрямих переходів.

Край поглинання, що відповідає ширині забороненої зони (див. мал. 2), розташований посередині між $\lambda_{к2}$ і $\lambda_{к3}$.

Вертикальні вісі на мал.2 і 3 градуйовані типовими для напівпровідників значеннями показника поглинання.



Мал. 3 Край власного поглинання непрямозонного напівпровідника

2. Методика визначення краю власного поглинання

Технічні можливості даної роботи не дозволяють у повному обсязі визначати спектр поглинання твердих тел.

Основна мета, як уже вказувалося, - визначення краю власного поглинання у видимій і, частково, інфрачервоній частинах спектра (0,4...1 мкм) для напівпровідників. Саме це визначило вибір об'єктів дослідження, поданих у таб.1.

№	Речовина	ΔE_0 eV	λ_k μm	Товщина mm	Структура	Діапазон α^0
1	GaP	2,24	0,55	0.6	Сфалерита	800 2300
2	SiC	2,6	0,48	0,97	Гексагонал.	400 2400
3	SiC	2,8	0,44	0,52	Гексагонал.	400 2400
4	GaSe	2,1	0,6	0,67		1000 2400
5	GaSe	2,1	0,6	0,67		1000 2400
6	SiC	2,8	0,44	1,0	Гексагонал.	400 2400
7	GaP	2,24	0,55	0.52	Сфалерита	800 2300
8	GaAs	1,35	0,92	0,48	Сфалерита	2000 3000
9	Si	1,12	1,1	$0,6 \cdot 10^{-3}$	КНС	2000 3100
10	Al ₂ O ₃	>5,0	-	0,58	Сапфір	2000 3100
11	InP	1,26	0,98	1,58	Сфалерита	2000 3000
12	GaAs	1,35	0,92	0,52	Сфалерита	2000 3000

2.1. Визначення спектра поглинання

Досліджуваний зразок у вигляді тонкої пластинки розміщується між джерелом монохроматичного випромінювання і фотоприймачем. Фотоприймач (кремнієвий фотодіод) перетворює світловий потік в електричний сигнал, пропорційний інтенсивності потоку.

З формули (1.4) визначаємо оптичну товщину зразка:

$$\alpha_{\lambda} d = \ln(\Phi_{\lambda}(0)/\Phi_{\lambda}(d)). \quad (2.1)$$

З урахуванням того, що

$$\Phi_{\lambda}(0) \sim U_{\lambda}(0), \quad \Phi_{\lambda}(d) \sim U_{\lambda}(d), \quad (2.2)$$

де $U_{\lambda}(0)$ і $U_{\lambda}(d)$ - сигнали фотоприймача, що відповідають світловим потокам, які падають і проходять через зразок відповідно, розрахункова формула для оптичної товщини зразка має вигляд:

$$\alpha_{\lambda}d = \ln((U_{\lambda}(0)/ U_{\lambda}(d))). \quad (2.3)$$

Світловий потік $\Phi(0)$ має свою спектральну характеристику, тому що джерело монохроматичного світла має нерівномірну інтенсивність у різних ділянках спектра, і фотоприймач має свою спектральну характеристику, пов'язану із фізичними особливостями його роботи. Щоб одержати спектральну характеристику досліджуваного зразка, необхідно визначити залежності $U_{\lambda}(0)$ і $U_{\lambda}(d)$ від довжини хвилі світла і розрахунковим шляхом по (2.3) визначити залежність $\alpha_{\lambda}d$ від довжини світлової хвилі.

Спектр поглинання, побудований по оптичній товщині $\alpha_{\lambda}d$, нічим, крім розмірності вертикальної осі, не відрізняється від спектра, побудованого по показнику поглинання α_{λ} , тому що $d = \text{const}$.

Дотична, проведена по краю власного поглинання (мал.2. г), відзначить на горизонтальній осі значення краю поглинання λ_k .

По значенню λ_k за допомогою (1.13) визначається ширина забороненої зони напівпровідника і порівнюється з табличним значенням.

Вищенаведений метод виміру краю власного поглинання можна реалізувати лише в тому випадку, коли оптична товщина зразка лежить у межах

$$0,1 < \alpha_{\lambda}d < 10. \quad (2.4)$$

При малій оптичній товщині поглинання незначне і його важко зареєструвати фотоприймачем. При великій товщині практично весь потік поглинається і не досягає фотоприймача.

Виконання умови (2.4) досягається вибором геометричної товщини зразків.

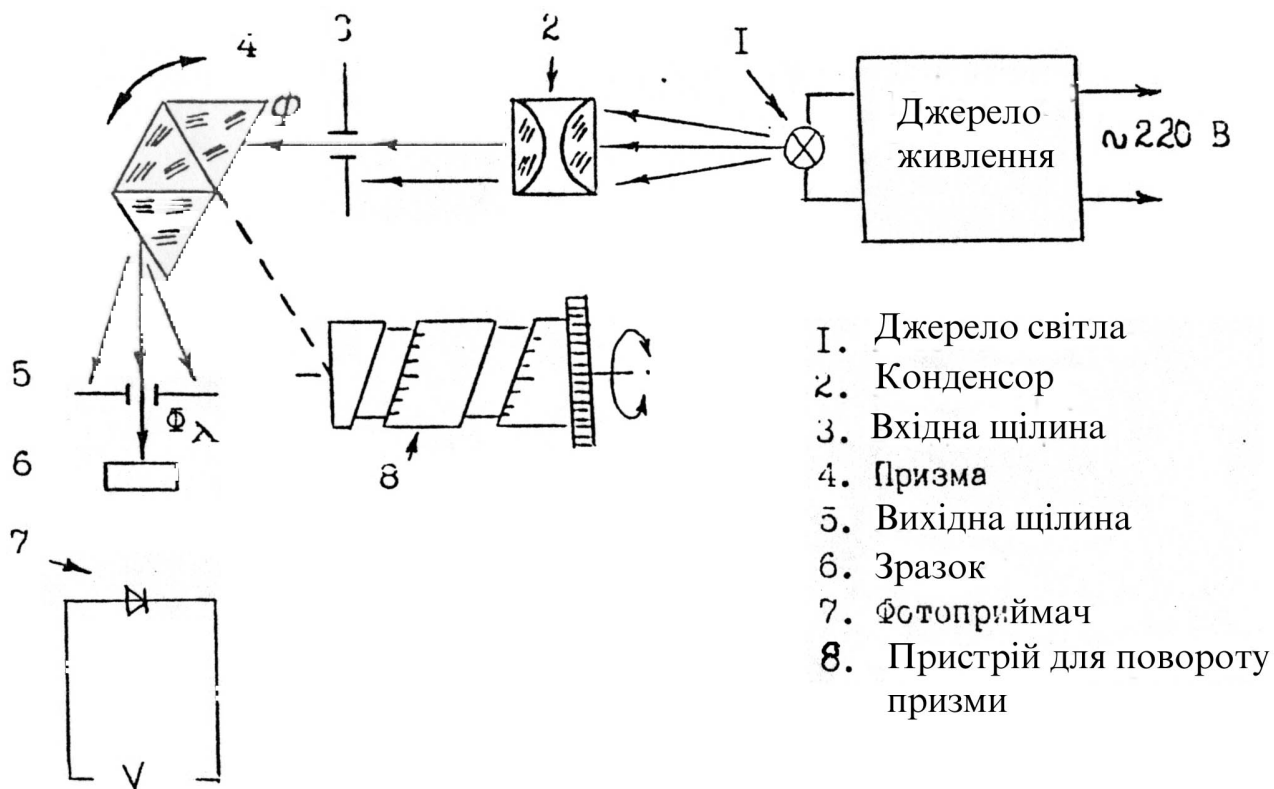
2.2. Технічні засоби визначення спектра поглинання

Функціональна схема вимірювального стенда показана на мал.4. Основу його складає монохроматор УМ-2, що містить джерело світла 1, конденсор 2, регульовану вхідну щілину 3, диспергуючу призму з механізмом її повороту 4 і відліковим пристроєм кута повороту 8, вихідну щілину 5.

Вхідна щілина дозволяє встановлювати загальну інтенсивність світлового потоку відповідно до можливостей джерела світла, фотоприймача 7 і вимірювального приладу.

Вихідна щілина визначає монохроматичність потоку й у даній роботі встановлена фіксованою 0,3 мм.

Градування пристрою у довжинах хвиль виконано по 8 каліброваним лініям спектра випромінювання парів ртуті в газорозрядній лампі і подано у таблиці 2.



Функціональна схема вимірювального станду

3. Порядок виконання роботи

1. Ознайомитися з вимірювальним стандом.
2. Встановити касету зі зразками (за завданням викладача). Включити прилади.
3. Обертаючи барабан і фіксуючи показання вольтметра у межах і з кроком, визначеним викладачем, виміряти спектральну характеристику системи монохроматор - фотоприймач.
4. Результати рекомендується заносити у таблицю:

Таблиця результатів вимірів
Зразок №

Поділки барабана	Довжина хвилі λ , мкм	$U_{\lambda}(0)$	$U_{\lambda}(d)$	$\alpha_{\lambda}d = \ln((U_{\lambda}(0)/U_{\lambda}(d)))$

6. За даними таблиці будують графік залежності оптичної товщини від довжини хвилі і за методикою п. 2.1 знаходять край поглинання і ширину забороненої зони, довжину хвилі максимуму домішкової смуги (якщо вона виявлена) і глибину залягання домішок.

7. За результатами порівняння визначеного і табличного значення ширини забороненої зони досліджуваного зразка роблять відповідні висновки.

4. Контрольні питання

1. Закон Ламберта-Бугера.
2. Як взаємовпов'язані показник поглинання і пробіг фотонів?
3. Що таке спектр поглинання?
4. Як залежать один від одного показник поглинання, показник заломлення і коефіцієнт відбивання?
5. При яких механізмах поглинання збільшується кількість вільних носіїв заряду?
6. Яка основна умова фундаментального поглинання?
7. Запишіть закони зберігання енергії й імпульсу для прямих і непрямих переходів при фундаментальному поглинанні.
8. Що є зовнішньою ознакою наявності непрямих переходів?
9. У яких випадках не можна використовувати закон Ламберта - Бугера і чому?
10. Яким чином можна виконати умову (2.4) для матеріалів із сильним поглинанням?

Література

1. Р. Бьюб. Фотопроводимость твердых тел. - М.: ИЛ, 1962.
2. Гавриленко В.И. и др. Оптические свойства полупроводников. Киев: Наукова Думка, 1987.
3. Курик М.В., Цмонь В.М. Фізика твердого тіла. - Київ : Вища школа, 1985.
4. Практикум по полупроводникам и полупроводниковым приборам / Под ред. Шалимовой К.В. - М. : Высшая школа, 1968.

Лабораторна робота № 2
ВИЗНАЧЕННЯ ДИФУЗІЙНОЇ ДОВЖИНИ КОМПЕНСАЦІЙНИМ
МЕТОДОМ

МЕТА РОБОТИ

При опроміненні оптично товстого зразка напівпровідникового матеріалу фотонами, енергія яких достатня для фундаментального поглинання, можливо, за певних умов, спостерігати порушення нейтральності - ефект Дембера і фотомагнітний ефект Кікоїна – Носкова. Ці ефекти застосовують для визначення таких параметрів напівпровідників як відношення мобільностей електронів і дірок, біполярний час життя, біполярна дифузійна довжина, швидкість поверхневої рекомбінації та ін. Фотомагнітний ефект застосовують у фотоприймачах інфрачервоного діапазону.

Основна мета роботи – практична реалізація фотомагнітного ефекту із метою визначення біполярної довжини і часу життя нерівноважних носіїв заряду методом компенсації фотомагнітного струму струмом фотопровідності.

ТЕХНІЧНЕ ЗАВДАННЯ

1. Вивчити основні теоретичні положення, що стосуються ефектів Дембера, фотомагнітного, фотопровідності.
2. Ознайомитися із приладами та принципом дії вимірювального стенду.
3. Знайти залежність падіння напруги на зразку напівпровідника від сили струму при фіксованих значеннях відносного світлового потоку.
4. Розрахунковим шляхом визначити дифузійну довжину і час життя нерівноважних носіїв заряду.
5. Зробити висновки про відповідність експериментальної залежності основним теоретичним положенням.
6. Оформити протокол і підготувати відповіді на контрольні запитання.

1. Основні теоретичні положення

Розглянемо ситуацію нерівномірного розподілу носіїв заряду у напівпровіднику:

$$dn/dx = d(n_0 + \Delta n)/dx \neq 0 \quad dp/dx = d(p_0 + \Delta p)/dx \neq 0, \quad (1)$$

де n, p – повні концентрації носіїв заряду, n_0, p_0 – теплові рівноважні концентрації, $\Delta n, \Delta p$ – нерівноважні концентрації.

При однаковому напрямку градієнтів концентрації для електронів і дірок, у процесі дифузії, за рахунок *неоднакових коефіцієнтів дифузії*, носії заряду просторово *розділяться* і виникне *внутрішнє електричне поле*. Стаціонарна рівновага буде досягнута якщо повний струм, який складається із дифузійних I_{ndf}, I_{pdf} і дрейфових I_{ndr}, I_{pdr} струмів електронів і дірок, дорівнює нулеві:

$$I = I_{ndf} + I_{ndr} + I_{pdf} + I_{pdr} = 0. \quad (2)$$

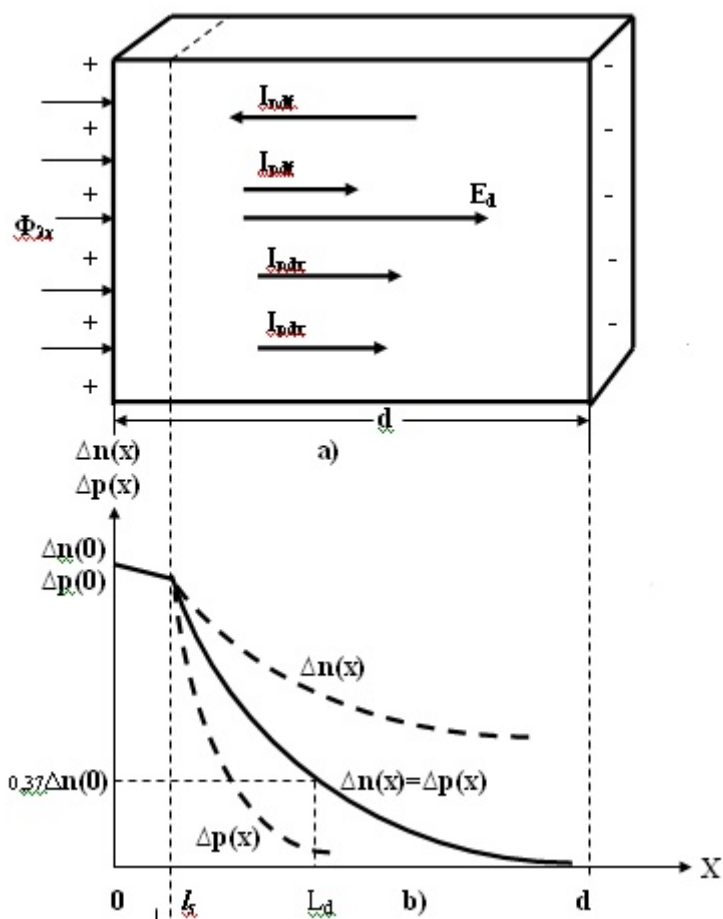
Запишемо умову (2) для одновимірного руху уздовж вісі X:

$$I_x = e(n\mu_n + p\mu_p)E_{st} + e(D_n dn/dx - D_p dp/dx) = 0, \quad (3)$$

де e – заряд електрона, μ_n, μ_p – мобільності електронів і дірок, D_n, D_p – коефіцієнти дифузії електронів і дірок, E_{st} – внутрішнє статичне поле, зумовлене дифузією.

Визначимо поле E_{st} із (3):

$$E_{st} = (D_p dp/dx - D_n dn/dx) / (n\mu_n + p\mu_p). \quad (4)$$



1.1 Ефект Дембера

Розглянемо випадок, коли $dn_0/dx = dp_0/dx = 0$. Це означає, що напівпровідник рівномірно легований домішками або власний. Зразок має форму прямокутного паралелепіпеда і одна із граней його освітлена (мал.1а). Енергія світлових квантів достатня для фотоіонізації валентних електронів, тобто: $h\nu \geq \Delta E_0$. Товщина зразка у напрямку світлового потоку d , виконується умова оптично товстого зразка, тобто: $\alpha_\lambda d \gg 1$, де α_λ – натуральний показник фундаментального

поглинання. Рівень інжекції малий $\Delta n, \Delta p \ll n_0, p_0$.

У тонкому поверхневому шарі, середня товщина якого $l_s = 1/\alpha_\lambda$, генеруються електронно – діркові пари $\Delta n = \Delta p$, які дифундують у напрямку неосвітленої поверхні. Коефіцієнт $D_n > D_p$ і електрони випереджають дірки у процесі дифузії, що порушує нейтральність (мал.1б). Між освітленою і протилежною, неосвітленою поверхнями виникає електричне поле, направлене паралельно світловому потоку, але зустрічне напрямку градієнта концентрації – поле Дембера E_d (мал.1а).

Це поле гальмує електрони і прискорює дірки. Стаціонарний стан досягається тоді, коли дифузійні швидкості електронів і дірок стають однаковими і вони просторово не розділяються у процесі дифузії, але дифузія супроводжується дрейфом у термодинамічно нерівноважному полі Дембера.

Визначимо поле Дембера за умови малого рівня світлової генерації ($\Delta n \ll n_0, p_0$) із формули для статичного поля (4):

$$E_{st} = E_d = -(kT/e) \cdot ((b - 1)/(n_0 b + p_0)) \cdot d\Delta n/dx, \quad (5)$$

де k – постійна Больцмана, T – абсолютна температура, $b = \mu_n/\mu_p$.

У формулі (5) використано співвідношення Ейнштейна:

$$D = (kT/e)\mu. \quad (6)$$

При реалізації ефекту Дембера використовують не лише оптично, але і дифузійно товстий зразок. Останнє означає, що виконується умова:

$$L_d < d, \quad (7)$$

де L_d – дифузійна довжина нерівноважних носіїв заряду.

Із фізичної точки зору нерівність (7) означає, що носії заряду рекомбінують раніше ніж досягають неосвітленої грані. Тим самим виключається утворення зустрічного потоку носіїв заряду, що відлунюються від цієї грані і зменшують поле Дембера.

Розрахуємо різницю потенціалів між освітленою і неосвітленою гранями:

$$U_d = \int_0^d E_d dx = -(kT/e) \cdot ((b-1)/(n_0 b + p_0)) \int_{\Delta n(0)}^0 d\Delta n(x). \quad (8)$$

$$U_d = (kT/e) \cdot ((b - 1)/(n_0 b + p_0)) \cdot \Delta n(0), \quad (9)$$

де $\Delta n(0)$ – концентрація електронів і дірок на освітленій поверхні.

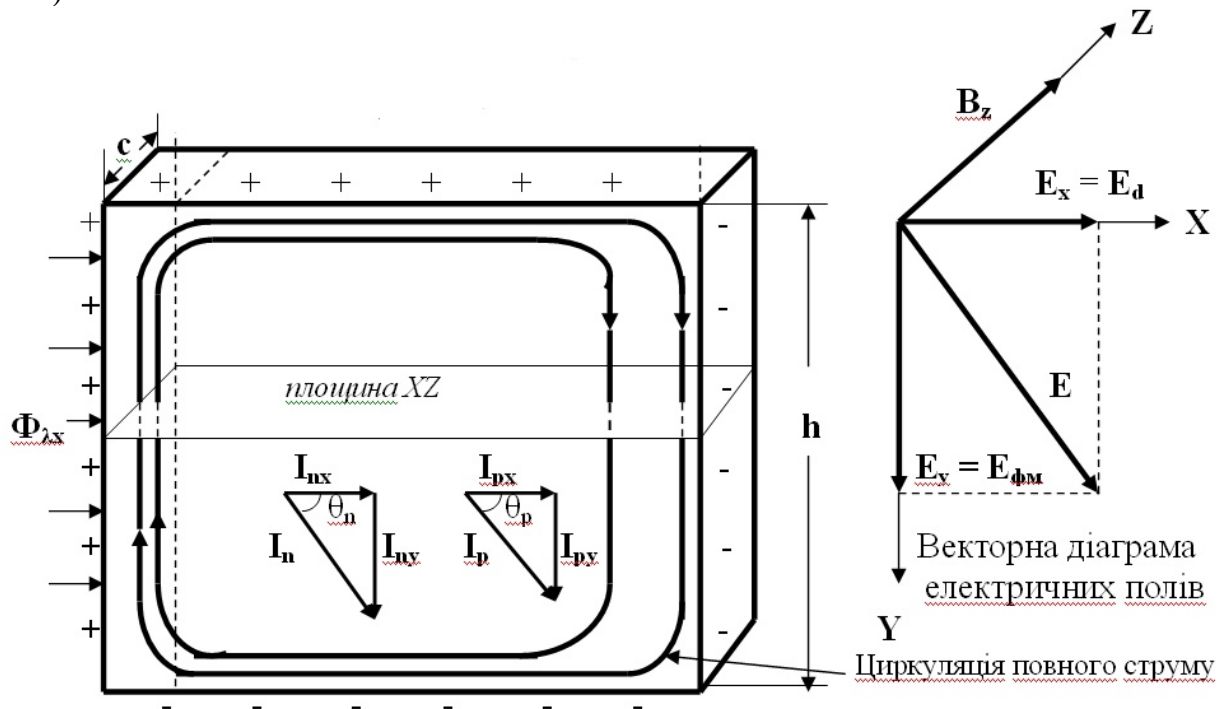
Висновок: при фіксованому значенні $\Delta n(0)$ різниця потенціалів U_d буде тим більшою, чим менші концентрації теплових рівноважних носіїв заряду n_0, p_0 . Найменші значення ці концентрації мають у власному напівпровіднику: $n_0 = p_0 = n_i$. Таким чином, для ефекту Дембера бажано використовувати слабо леговані або власні напівпровідники.

Співвідношення мобільностей електронів і дірок b суттєво впливає на U_d : при $b=1$ ефект взагалі відсутній. Змінювати величину b практично неможливо – вона визначається такими фундаментальними параметрами

напівпровідникового матеріалу, як ефективні маси електронів і дірок. Вказані особливості ефекту значною мірою знижують його практичну цінність і обмежують використання лише у фізичних дослідах.

1.2. Фотомагнітний ефект

За наявності умов, необхідних для ефекту Дембера, зразок напівпровідникового матеріалу вміщують у магнітне поле, направлене по вісі Z (мал.2).



Мал.2 Фотомагнітний ефект

Магнітне поле як для електронів, так і для дірок слабе:

$$\mu_n B_z \ll 1, \mu_p B_z \ll 1, \quad (10)$$

де B_z – магнітна індукція.

Магнітна сила направлена уздовж вісі Y, але має *протилежні знаки* для електронів і дірок. Така дія магнітної сили на електрони і дірки *розділить* їх по напрямку Y, внаслідок чого *виникне електричне поле* E_y , яке надалі будемо називати *фотомагнітним* і позначати E_{fm} .

Повні струми для електронів I_n і дірок I_p тепер відхилені від вісі X на відповідні кути θ_n і θ_p і мають X – та Y – компоненти (мал.2). Запишемо Y – компоненти цих струмів:

$$I_{ny} = e\mu_n(nE_y + B_z I_{nx}/e), \quad I_{py} = e\mu_p(pE_y - B_z I_{px}/e). \quad (11)$$

X – компоненти струмів беремо із формули (3), враховуємо малий рівень інжекції ($n \approx n_0$, $p \approx p_0$), а також умову стаціонарності для ефекту Дембера (2):

$$I_{px} = - I_{nx} . \quad (12)$$

Запишемо I_{px} у розгорнутому вигляді, взявши E_d із формули (5):

$$I_{px} = - eD_p \{b(n_0 + p_0)/(bn_0 + p_0)\} d\Delta n(x)/dx. \quad (13)$$

Введемо біполярний коефіцієнт дифузії:

$$D_b = D_p \{b(n_0 + p_0)/(bn_0 + p_0)\}. \quad (14)$$

Запишемо X – компоненти струмів із урахуванням (12), (13), (14):

$$I_{nx} = eD_b d\Delta n(x)/dx, \quad I_{px} = - eD_b d\Delta n(x)/dx. \quad (15)$$

Стаціонарне значення фотоманітного поля $E_{\phi m} = E_y$ встановиться тоді, коли його сила врівноважить магнітну силу для електронів і дірок та припинить їх рух уздовж вісі Y . У площині XY розподіл повних струмів I_n та I_p досить складний : вони утворюють *циркуляційні кола* (мал.1с). Просто прирівняти 0 повний струм по вісі Y у таких умовах неможливо. Умовою стаціонарності для фотоманітного ефекту буде *рівність 0 повного струму у площині перерізу XZ* :

$$\int (I_{ny} + I_{py}) dx = 0. \quad (16)$$

Запишемо суму струмів, яка стоїть у дужках формули (16), враховуючи (11) і (15), а також те, що для струмів, які створює магнітна сила, необхідно замість звичайної мобільності, брати “холівську” мобільність μ_{nh} і μ_{ph} :

$$I_{ny} + I_{py} = e(n_0\mu_n + p_0\mu_p)E_y + e(\mu_{nh} + \mu_{ph})B_z D_b d\Delta n(x)/dx. \quad (17)$$

Підставимо (17) у (16) і виконаємо інтегрування у межах:

$$0 \leq x \leq L_d, \quad \Delta n(0) \geq \Delta n(x) \geq 0.$$

Умова стаціонарності (16) після інтегрування має такий вигляд:

$$(n_0\mu_n + p_0\mu_p)E_y L_d - (\mu_{nh} + \mu_{ph})B_z D_b \Delta n(0) = 0. \quad (18)$$

Розв’язуємо рівняння (18) відносно E_y :

$$E_y = (\mu_{nh} + \mu_{ph})B_z D_b \Delta n(0) / (n_0\mu_n + p_0\mu_p) L_d. \quad (19)$$

Домножимо і поділимо (19) на $e(\mu_n + \mu_p)$ та позначимо:

$$e(n_0\mu_n + p_0\mu_p) = \sigma_0, \quad e(\mu_n + \mu_p) \Delta n(0) = \Delta\sigma, \quad \mu_{nh} = A\mu_n, \quad \mu_{ph} = A\mu_p. \quad (20)$$

Фізичний зміст позначень у формулах (20) такий:

σ_0 – провідність неосвітленого зразка (“темнова” провідність);

$\Delta\sigma$ – фотопровідність;

$\Delta\sigma/\sigma_0$ – відносна зміна провідності;

A – хол-фактор.

Напруженість фотоманітного поля $E_{\phi m}$ із урахуванням (20):

$$E_y = E_{\phi m} = A(B_z D_b / L_d) (\Delta\sigma/\sigma_0). \quad (21)$$

Знайдемо фотоманітну різницю потенціалів:

$$V_{\phi m} = V_y = \int E_{\phi m} dy. \quad (22)$$

Підставляємо (21) у (22) і інтегруємо у межах $0 \leq y \leq h$, де h – лінійний розмір освітленої частини зразка уздовж вісі Y :

$$V_{\text{фм}} = AB_z D_b (h/L_d) (\Delta\sigma/\sigma_0). \quad (23)$$

Перед тим як коментувати формулу (23) запишемо її у дещо іншому вигляді, розкривши $\Delta\sigma$ і σ_0 відповідно до (20), а також за допомогою формул:

$$\Delta n(0) = \eta_\lambda \alpha_\lambda \Phi_\lambda(0) \tau, \quad D_b \tau = L_d^2, \quad (24)$$

де η_λ – квантовий вихід фотоефекту,

$\Phi_\lambda(0)$ – щільність світлового потоку на освітленій поверхні,

τ – час життя нерівноважних носіїв заряду.

Після простих перетворень маємо:

$$V_{\text{фм}} = AB_z h L_d (b + 1) \eta_\lambda \alpha_\lambda \Phi_\lambda(0) / (b n_0 + p_0). \quad (25)$$

Висновки: 1) фотоманітна напруга *прямо пропорційна магнітній індукції і світловому потоку*;

2) *фотоманітний ефект* спостерігається при *будь-якому співвідношенні мобільностей b* , чим суттєво відрізняється від ефекту Дембера;

3) фотоманітна напруга *обернено пропорційна концентрації рівноважних носіїв заряду*. За рівності інших умов, фотоманітна напруга більша у слабо легованих і власних напівпровідниках.

У науковій літературі зустрічається ще і така назва фотоманітного ефекту – *фото-Холл ефект*. У такий спосіб підкреслюється *формальна подібність* ефекту Холла і фотоманітного ефекту за *зовнішніми ознаками*: виникнення поперечної різниці потенціалів V_y при наявності струму I_x і магнітного поля B_z .

При формальній подібності вказані ефекти суттєво відрізняються фізичними процесами:

Фото-Холл ефект

Ефект Холла

Носії заряду

Нерівноважні

Рівноважні

Розподіл носіїв заряду

Градiєнтний

Рiвномiрний

Механізми електропереносу

Дифузія, дрейф

Дрейф

Тип провідності

Бажано власний

Бажано домішковий

Співвідношення мобільностей

Довільне

*Для слабо легованого і
власного $\neq 1$*

2. Компенсаційний метод вимірювання дифузійної довжини

Фотомагнітна різниця потенціалів залежить від дифузійної довжини носіїв заряду, як це визначено формулою (23). Окрім різниці потенціалів, яка легко вимірюється, у (23) входять параметри, які виміряти практично неможливо із достатньою точністю. Мається на увазі, у першу чергу, відносна зміна провідності $\Delta\sigma/\sigma_0$. Тому на практиці застосовують компенсаційний метод, який дозволяє виключити цей параметр із розрахункової формули для дифузійної довжини.

Якщо зразок напівпровідника, призначений для реалізації фотемагнітного ефекта, освітлювати модульованим світловим потоком і пропускати постійний струм по напрямку Y від *генератора струму, падіння напруги* на зразку буде *прямо пропорційне* його *опору*. Визначимо падіння напруги у цих умовах:

$$V_y = I / (\sigma_0 + \Delta\sigma) = IR_0(1 - R_0/(R_0 + \Delta R)) = IR_0(1 - \Delta\sigma/(\sigma_0 + \Delta\sigma)), \quad (26)$$

де I - постійний струм; $R_0 = 1/\sigma_0$ - “темновий” опір напівпровідника; $\Delta R = 1/\Delta\sigma$ - зміна опору при освітленні.

Якщо врахувати малий рівень інжекції

$$\Delta\sigma/(\sigma_0 + \Delta\sigma) \approx \Delta\sigma/\sigma_0,$$

формула (26) матиме такий вигляд:

$$V_y = IR_0 - IR_0 \Delta\sigma/\sigma_0. \quad (27)$$

Другий доданок у (27) зумовлений ефектом *фотопровідності* і саме цю різницю потенціалів буде *реєструвати вольтметр змінного струму*. Позначимо її $V_{фп}$ і виділемо окремо:

$$V_{фп} = - IR_0(\Delta\sigma/\sigma_0). \quad (28)$$

Висновок: якщо зразок знаходиться у магнітному полі B_z , модульований світловий потік направлений по X , через контакти по вісі Y проходить постійний струм, на цих контактах виникає *дві синхронні різниці потенціалів* $V_{фм}$ (формула (23)) і $V_{фп}$ (формула (28)) і *вольтметр змінного струму зареєструє їх суму або різницю*.

Амплітуду $V_{фп}$ можна змінювати силою струму I , а фазу – його напрямком. Якщо зробити амплітуди $V_{фм}$ і $V_{фп}$ рівними, але протифазними, вольтметр покаже різницю цих амплітуд, тобто 0 .

За умови рівності і протифазності $V_{фм}$ і $V_{фп}$, маємо, відповідно до (23) і (28):

$$AB_z D_b(h/L_d) (\Delta\sigma/\sigma_0) = I_k R_0 (\Delta\sigma/\sigma_0). \quad (29)$$

Розв’язуємо рівняння (29) відносно дифузійної довжини L_d :

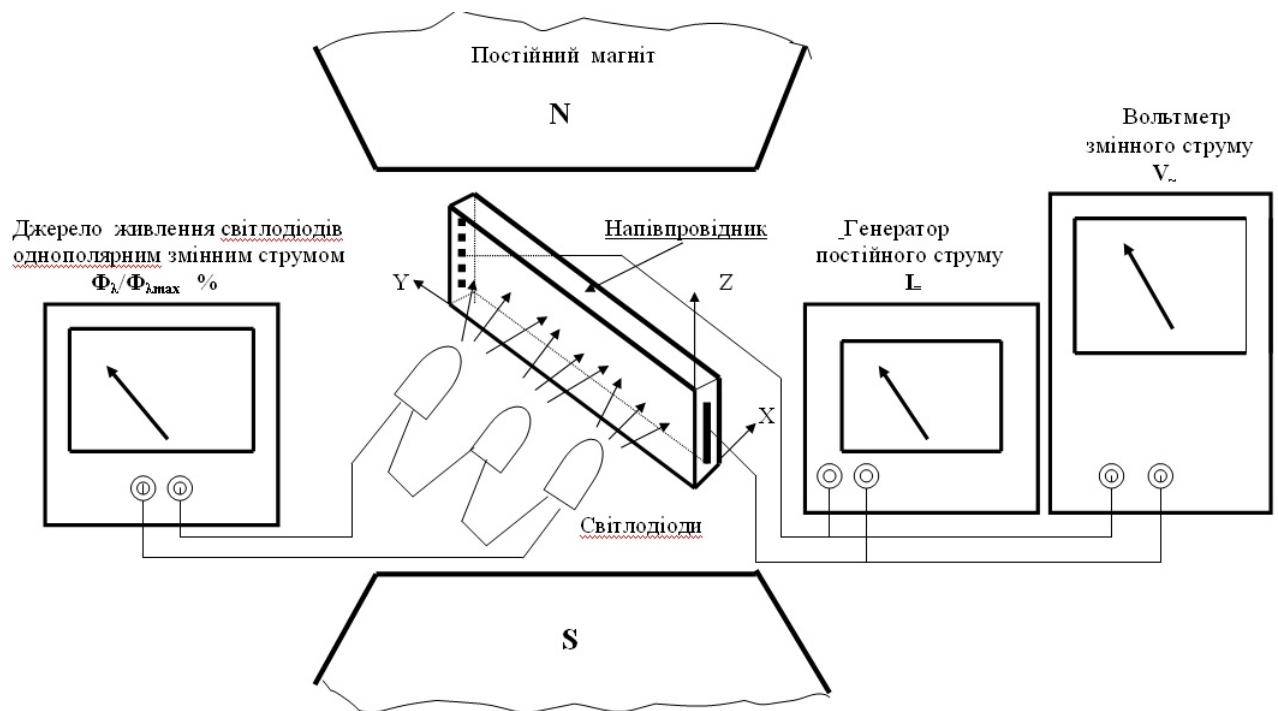
$$L_d = AB_z D_b h / I_k R_0, \quad (30)$$

де I_k – сила струму, необхідна для компенсації амплітуд $V_{фм} = - V_{фп}$.

Висновок: за умови компенсації фотоманітної різниці потенціалів різницею потенціалів фотопровідності, *розрахункова формула* для дифузійної довжини (30) *не має* у своєму складі *параметрів* світлового потоку, квантового виходу фотоефекту і показника поглинання, *значення яких вимірювати* із достатньою точністю дуже складно.

2.1. Практична реалізація компенсаційного методу вимірювання дифузійної довжини

Структурна схема стенду для практичної реалізації фотоманітного ефекту, ефекту фотопровідності та компенсаційної методики визначення дифузійної довжини показана на мал.3.



Мал.3. Структурна схема стенду для вимірювання дифузійної довжини методом компенсації фотоманітного струму струмом фотопровідності.

Напівпровідник. Зразок напівпровідника виготовлений у формі прямокутного паралелепіпеда. Освітлена поверхня хімічно протравлена для зменшення швидкості поверхневої *рекомбінації*, за рахунок чого підвищується ефективність світлової генерації. Протилежна, неосвітлена поверхня механічно шліфована для збільшення швидкості поверхневої *рекомбінації*, що штучно полегшує виконання умови дифузійно товстого зразка (7) навіть при несприятливому співвідношенні геометричної товщини у напрямку X і дифузійної довжини. Для пропускання струму і вимірювання потенціалів на торцевих поверхнях зразка уздовж Y створені два металеві контакти, захищені від прямої дії світлового потоку алюмінієвою фольгою. Зразок розміщений між полюсами постійного магніту так, що його вісь Z паралельна напрямку магнітної індукції. За допомогою маніпулятора зразок можна вивести із магнітного поля, якщо виникає необхідність окремо визначити фотопровідність.

Світлодіоди. Світловий потік для фотогенерації нерівноважних носіїв заряду створюється світлодіодами із енергією фотонів 1,86 eV ($\lambda=0,666 \mu\text{m}$). Енергетичні параметри такого світла гарантують ефективне фундаментальне поглинання для напівпровідників із шириною забороненої зони $\Delta E_0 \leq 1,5 \text{ eV}$. Застосування світлодіодів дозволяє отримати модульований світловий потік за рахунок живлення однополярним змінним струмом. Крім того, зміна струму практично не впливає на енергію фотонів що корисно для регулювання щільності світлового потоку.

Джерело живлення світлодіодів. Синусоїдальний струм частотою 50 Гц випрямляється діодним містком, на виході якого утворюється пульсуюча однополярна напруга із періодом 10 ms. Ця напруга через резистори, які обмежують струм, подається на світлодіоди. Щільність світлового потоку пропорційна силі прямого струму і змінюючи резисторами струм, змінюємо щільність потоку. Міліамперметр, яким вимірює цей струм, градуирований у відносних одиницях світлового потоку $10 \leq \Phi_\lambda / \Phi_{\lambda\text{max}} \leq 100 \%$.

Генератор постійного струму. Генератор струму – це пристрій, який створює у зовнішньому колі *струм*, сила якого *не залежить* від *опору* цього кола. Таким чином, при живленні зразка від генератора струму падіння напруги на зразку пропорційне його опору. Якщо генератор струму вимкнений, між металевими контактами зразка буде лише фотомагнітна різниця потенціалів, при наявності струму – алгебраїчна сума фотомагнітної різниці потенціалів і різниці потенціалів, створеної ефектом фотопровідності.

Вольтметр змінного струму. Інформативним параметром є лише та частина різниці потенціалів, яка створена модульованим світловим потоком. Саме тому і використовується вольтметр змінного струму.

3. Порядок виконання роботи

1. Ознайомитися з вимірювальним стендом.
2. Встановити фіксоване значення світлового потоку згідно вказівок викладача
3. Змінюючи силу постійного струму визначити значення струму компенсації ($U \approx 0$)
4. Двічі змінити значення світлового потоку і повторити процедуру п.3
5. Визначити силу струму компенсації як середнє арифметичне трьох отриманих значень.
6. Визначити дифузійну довжину та час життя за формулами:

Для визначення дифузійної довжини користуємося основною формулою (30):

$$L_d = AB_z D_b h / I_k R_0$$

За умови вимірювання при кімнатних температурах холл-фактор **A** відповідає фононному розсіюванню і має значення **1,18**.

Коефіцієнт біполярної дифузії **D_b** розраховуємо за формулою (14):

$$D_b = D_p \{b(n_0 + p_0) / (b n_0 + p_0)\}$$

Для власного германію: **n₀ = p₀ = n_i**, **b=2**, **μ_p = 0,19 м²/В.с** , **D_p** – визначаємо за формулою (6):

$$D = (kT/e) \mu.$$

Дифузійний потенціал при 300 К **kT/e = 0,026 В**.

Магнітна індукція **B_z = 0,23 В.с/м² (Тесла)**. Довжина **h** освітленої частини зразка по напрямку **Y** дорівнює **24 mm**.

Темновий опір **R₀** для зразків германію має такі значення:

№	1	2	3
R₀,	3,3	3,4	2,9
кОм	9		5

Час життя розраховуємо за формулою **τ = L_d²/D_b**.

4. Контрольні питання

1. За яких необхідних і достатніх умов реалізується ефект Дембера?
2. Який зовнішній прояв ефекту Дембера?
3. Перелічіть необхідні і достатні умови для фотомагнітного ефекту.
4. Який зовнішній прояв фотомагнітного ефекту?
5. Сформулюйте умови стаціонарності для ефекту Дембера.
6. Сформулюйте умови стаціонарності для фотомагнітного ефекту.
7. Подайте перелік основних чинників, які впливають на величину фотомагнітної різниці потенціалів.
8. З якою метою застосовується компенсаційний метод визначення дифузійної довжини, а не прямий її розрахунок по фотомагнітній різниці потенціалів?
9. Поясніть, що є спільного та чим різняться ефект Холла і фото-Холл ефект.
10. Чи можна на одному і тому самому зразку отримати ефект Холла і фото-Холл ефект?

Література

1. Ковтонюк Н.Ф., Концевой Ю.А. Измерение параметров полупроводниковых материалов.- М.: Металлургия, 1970.
2. Павлов Л.П. Методы определения основных параметров полупроводниковых материалов. – М.: Высшая школа, 1987.
3. Воробьев Ю.В., Добровольский В.Н., Стриха В.И. Методы исследования полупроводников. – Киев : Выща школа, 1988.
4. Равич Ю.И. Фотомагнитный эффект в полупроводниках и его применение. – М.: Советское радио, 1967.

ГАЛЬВАНОМАГНІТНІ ЕФЕКТИ ХОЛЛА ТА ГАУССА

МЕТА РОБОТИ

Реакція твердих тіл, що проводять струм, на одночасну дію електричного і магнітного полів різноманітна. Можна спостерігати порушення електронейтральності, зміну провідності, виникнення градієнтів температури та ін.

В даній роботі розглянуто два ефекти – порушення нейтральності (ефект Холла) і зміна опору (ефект Гаусса) в схрещених постійних електричному і магнітному полях.

Об'єктами дослідження вибрані напівпровідники: германій, кремній, антимонід індію.

Основна мета роботи – спостереження означених ефектів, вимірювання кількісних характеристик і визначення розрахунковим шляхом концентрації і мобільності носіїв заряду в напівпровідниковому матеріалі.

ТЕХНІЧНЕ ЗАВДАННЯ

1. Вивчити основні теоретичні положення по гальваномагнітним ефектам у обсязі контрольних запитань.
2. Ознайомитися із приладами та пристроями вимірювального стенду. Зразки і умови вимірювання вказує викладач.
3. Визначити холлівську різницю потенціалів або зміну опору у магнітному полі (вказує викладач).
4. Розрахунковим шляхом визначити концентрацію носіїв заряду та їх мобільність, питому провідність напівпровідника або магнітоопір напівпровідника.
5. Зробити аналіз результатів і висновки.
6. Оформити протокол і підготувати відповіді на контрольні запитання.

1. Теоретичні відомості по гальваномагнітним ефектам Холла та Гаусса.

1.1. Рух носіїв заряду у схрещених полях.

В прямокутній системі координат направимо електричне поле по вісі X (E_x – напруженість поля), магнітне поле - по вісі Z (B_z – магнітна індукція).

Вільний носій заряду (електрон або дірка) під впливом магнітного поля і при необмеженому часі вільного пробігу (розсіювання відсутнє) сформує замкнену траєкторію у площині XY. Параметри цієї траєкторії: циклотронна частота обертання:

$$\omega_c = \frac{e}{m^*} B_z, \quad (1.1)$$

де m^* – ефективна маса носіїв заряду, e – заряд електрона;
радіус орбіти:

$$r = \frac{v}{\omega_c}, \quad (1.2)$$

де v – лінійна швидкість носія заряду;
період обертання:

$$T = \frac{2\pi}{\omega_c} \quad (1.3)$$

У стані термодинамічної рівноваги усі напрямки лінійної швидкості рівновірогідні і магнітні моменти замкнених орбіт компенсуються. Крім того, при утворенні ковалентних зв'язків спіни електронів паруються і сумарний спіновий момент практично дорівнює нулю. Дія зовнішнього магнітного поля може, при достатній величині індукції, порушити спінову компенсацію. Це явище справді спостерігається як парамагнетизм електронного газу в металах і напівпровідниках. Однак зміна енергії електронів в зовнішньому магнітному полі при цьому незначна.

З урахуванням вищезгаданого можна вважати, що дія магнітного поля зводиться, в цілому, до повороту вектора швидкості v вільних електронів і дірок при збереженні модуля швидкості.

Якщо урахувати процеси розсіювання (час вільного пробігу обмежений), тоді можна виділити такі ситуації:

а) час вільного пробігу (час релаксації) більший періоду обертання

$$\tau > T, \quad (1.4)$$

де τ – час релаксації.

б) час релаксації менший періоду обертання.

$$\tau < T. \quad (1.5)$$

Випадок а) відповідає сильним магнітним полям, випадок б) – слабким.

Критерії сильного (1.4) і слабого (1.5) магнітного поля можна, з урахуванням (1.1) і (1.2), записати у такому вигляді:

$$\omega_c \tau \gg 1 \text{ – сильне магнітне поле;} \quad (1.6)$$

$$\omega_c \tau \ll 1 \text{ – слабе магнітне поле.} \quad (1.7)$$

З фізичної точки зору критерій сильного магнітного поля означає, що за час вільного пробігу носій заряду встигає зробити декілька повних обертів в магнітному полі.

У випадку слабого магнітного поля за час релаксації формується лише частина повного оберту, тобто орбіта виявляється розімкненою.

Критерії кількісної оцінки магнітного поля зручно записати через мобільність і магнітну індукцію носіїв заряду:

$$\mu = \frac{e\tau}{m^*}, \quad (1.8)$$

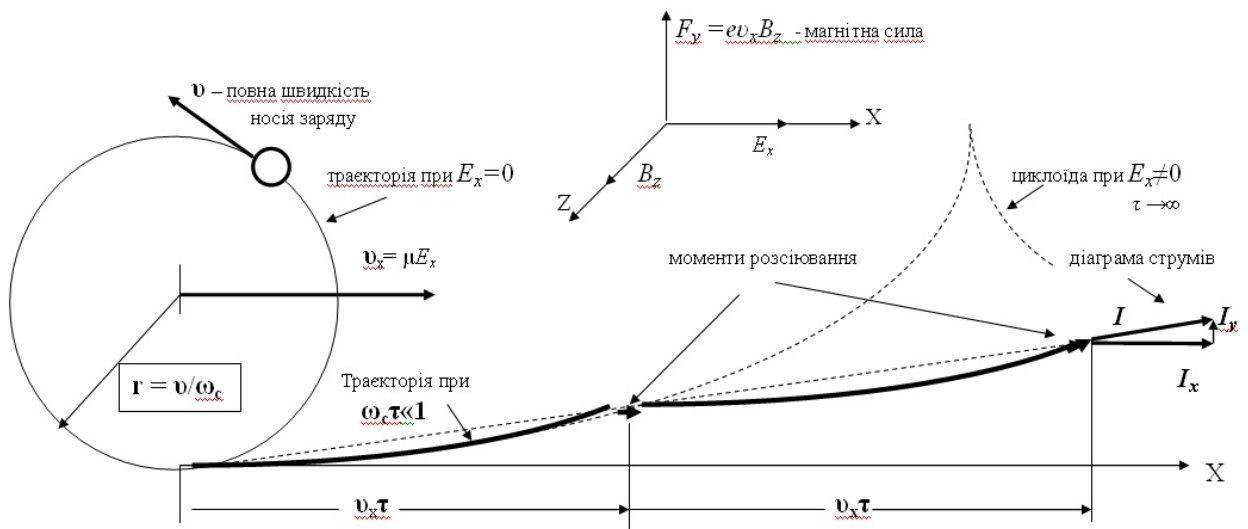
і привести (1.5) і (1.6) до такого вигляду:

$$\omega_c \tau = \mu B \gg 1 - \text{сильне поле}, \quad (1.9)$$

$$\omega_c \tau = \mu B \ll 1 - \text{слабке поле}. \quad (1.10)$$

Виберемо реально досяжне значення індукції $B=1$ Тл. У цьому випадку критичне значення поля $\mu B = 1$ буде досягнуте при значенні $\mu = 1 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. При кімнатних температурах таке значення мобільності можуть мати електрони в деяких сполуках A_3B_5 (наприклад: антимонід індію, арсенід галію). У інших напівпровідників мобільність $\mu \leq 0.4 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. У металів мобільність електронів $\mu \leq 0.006 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Таким чином, виконати умови критерію сильного поля (1.9) при кімнатних температурах можна лише для деяких напівпровідників з високою мобільністю електронів. У інших напівпровідників і, тим більше, металів критерій сильного поля при кімнатних температурах не виконується. У подальшому магнітне поле вважається слабкими.

Розглянемо тепер траєкторію руху носія заряду в необмеженому напівпровідникові по вісі Y при спільній дії магнітного поля B_z і електричного поля E_x . Відповідна ситуація показана на мал. 1.



Мал.1. Траєкторія носіїв заряду у слабкому магнітному полі ($\omega_c \tau = \mu B_z \ll 1$).
Необмежений по Y провідник

За відсутності розсіювання траєкторія носія заряду формується обертанням в магнітному полі у площині XY і дрейфом центру кола в напрямку X зі швидкістю:

$$v_x = \mu E_x. \quad (1.11)$$

Траєкторія цього складного руху – циклоїда (позначена пунктиром).

В умовах розсіювання і слабого магнітного поля формується лише частина циклоїди, далі відбувається розсіювання, втрачається дрейфова

швидкість і все починається спочатку. Кінцевий підсумок – траєкторія складається з криволінійних відрізків, носії рухаються під деяким кутом до напрямку поля E_X , повний струм має дві компоненти I'_X і I_Y (тут і далі мається на увазі щільність струму). Поява компоненти I_Y зумовлене дією магнітної сили

$$F_Y = e[\vec{v}B] = ev_X B_Z . \quad (1.12)$$

де e – модуль заряду електрона. Силі F_Y відповідає деяка швидкість дрейфу v_Y , яку знаходимо із рівняння руху:

$$\frac{dv_Y}{dt} m^* = F_Y = ev_X B_Z . \quad (1.13)$$

Розділивши змінні і інтегруючи в межах $0 \leq t \leq \tau$, з урахуванням (1.7) отримуємо:

$$v_Y = v_X \mu B_Z . \quad (1.14)$$

Проекція струму I'_X на напрямок зовнішнього поля менша повного струму I_X . Це положення можна уявити як дію деякої “гальмівної” сили F_X , що зменшує цей струм і рівняння руху буде:

$$F_X = ev_Y B_Z = \frac{dv'_X}{dt} m^* . \quad (1.15)$$

Розв’язуючи (1.15) таким же чином, як і (1.13), отримуємо з урахуванням (1.14)

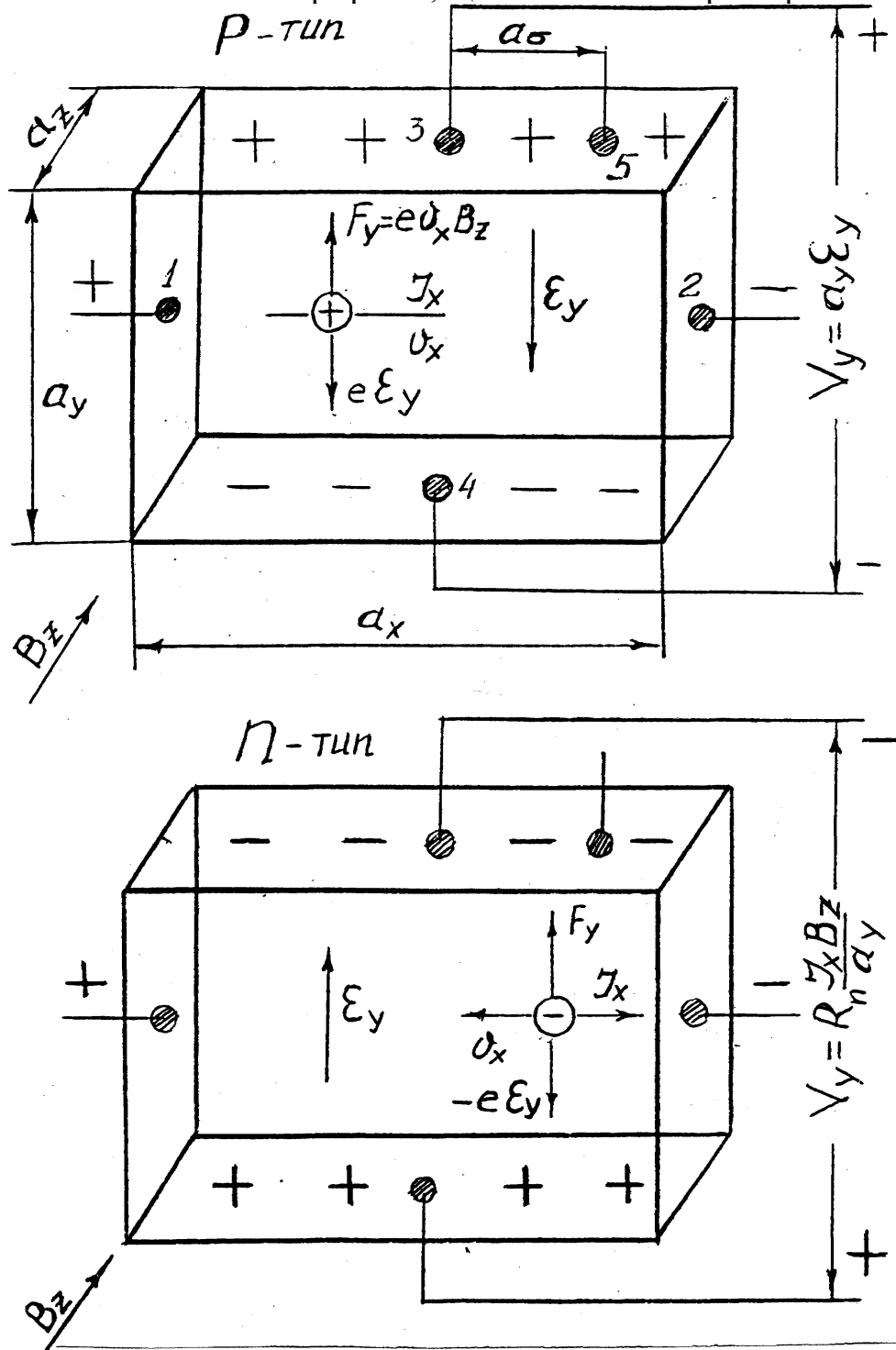
$$v'_X = v_X (\mu B_Z)^2 . \quad (1.16)$$

Таким чином, для струму I'_X (саме цей струм вимірюється в експериментах) отримуємо:

$$I'_X = en(v_X - v'_X) = env_X (1 - (\mu B_Z)^2) , \quad (1.17)$$

де n – концентрація носіїв заряду.

Розглянемо тепер зразок, що має обмежені розміри по вісі Y (мал. 2).



Мал.2. Ефект Холла в зразках провідності p- та n- типів

Якщо зовнішній ланцюг розімкнено, тобто $I_y=0$, дія магнітної сили F_y (1.12) призводить до порушення нейтральності за рахунок зміщення носіїв заряду відносно домішкових іонів у напівпровідниках або іонів металу у металах. На зовнішніх електродах з'явиться термодинамічно невідновна різниця потенціалів V_y такої величини, щоб сила електричного поля E_y врівноважувала магнітну силу:

$$e v_x B_z = e \frac{V_y}{a_y} = e E_y \quad (1.18)$$

де a_y – розмір зразка по вісі Y, E_y – напруженість електричного поля по вісі Y.

При компенсації магнітної сили електричною (1.18) траєкторія носіїв заряду не викривлюється (якщо всі вони мають однакову швидкість), тобто напрямок струму в зразку співпадає із напрямком зовнішнього поля E_X , але електричне поле E в об'ємі не співпадає із зовнішнім за рахунок поперечної компоненти E_Y .

1.2. Ефект Холла в слабких магнітних полях

Суть ефекта Холла у тому, що за наявності магнітного поля B_Z і струму I_X в обмеженому по вісі Y зразку провідника виникає поперечна різниця потенціалів V_Y , прямо пропорційна добутку струму I_X на індукцію B_Z .

Щоб отримати формулу для холлівської різниці потенціалів V_Y , скористаємося умовою компенсації сил (1.16) і законом Ома:

$$V_Y = a_Y v_X B_Z = a_Y \frac{I_X}{en} B_Z ,$$

Переходимо від щільності струму I_X до струму, що вимірюється j_X :

$$V_Y = \frac{1}{en} \frac{j_X}{a_Z} B_Z . \quad (1.19)$$

Для напруженості поля Холла E_Y і щільності струму I_X маємо:

$$E_Y = \frac{1}{en} I_X B_Z = R I_X B_Z . \quad (1.20)$$

Коефіцієнт пропорційності R називається постійною Холла і, згідно (1.20)

$$R = \frac{1}{en} . \quad (1.21)$$

Для електронів і дірок з урахуванням знаку заряду отримаємо:

$$R_n = -\frac{1}{en}, \quad R_p = \frac{1}{ep} . \quad (1.22)$$

У діапазоні температур виснаження домішок у напівпровідниках ($n = N_d$, $p = N_a$, де N_d і N_a – концентрації донорної і акцепторної домішки відповідно) маємо:

$$R_n = -\frac{1}{eN_d}, \quad R_p = \frac{1}{eN_a} \quad (1.23)$$

Знак постійної Холла характеризує тип провідності напівпровідника. В електронних напівпровідниках напрямок магнітної сили (1.12) і напрямок поля Холла (1.21) співпадають, в діркових – протилежні (мал. 2). Напрямок магнітної сили можна визначити по правилу лівої руки.

У випадку напівпровідника з власною провідністю ($n = p = n_i$)

$$\sigma_i = en_i (\mu_n + \mu_p) . \quad (1.24)$$

Під впливом електричного і магнітного полів знаходяться водночас електрони і дірки. Напрямок дрейфу в електричному полі і знак заряду цих носіїв протилежні. Отже, напрям магнітної сили (1.12) для електронів і дірок

однаковий. В той же час, поля Холла для електронів і дірок направлені протилежно і віднімаються:

$$E_y = E_{py} - E_{ny} = R_p I_{xp} B_z - R_n I_{xn} B_z, \quad (1.25)$$

де E_{py} , E_{ny} – парціальні складові поля Холла для дірок і електронів; I_{xp} , I_{xn} – парціальні складові діркового і електронного струмів.

Парціальні складові струмів I_{xp} і I_{xn} дорівнюють:

$$I_{xp} = \frac{\sigma_p}{\sigma} I_x, \quad I_{xn} = \frac{\sigma_n}{\sigma} I_x, \quad (1.26)$$

де σ_p , σ_n – парціальні провідності для дірок і електронів, I_x – повний струм, створений зовнішнім полем.

Підставляючи (1.26) в (1.25) і враховуючи (1.24) після простих перетворень отримаємо для власного напівпровідника:

$$E_y = \frac{1}{en_i} \cdot \frac{\mu_p - \mu_n}{\mu_p + \mu_n} I_x B_z, \quad (1.27)$$

$$R_i = \frac{1}{en_i} \cdot \frac{\mu_p - \mu_n}{\mu_p + \mu_n}. \quad (1.28)$$

З (1.27) випливає, що ефект Холла у власному напівпровідникові можна спостерігати лише у випадку $\mu_p \neq \mu_n$. Звичайно $\mu_n > \mu_p$ і R_i має невелике від'ємне значення для германію, кремнію і інших напівпровідників з незначною відмінністю мобільностей. У деяких сполуках A_3B_5 мобільність електронів на один-два порядки більша мобільності дірок і вплив дірок на ефект Холла виявляється незначним.

При виводі формул для постійної Холла припускалося, що носії заряду мають однакову швидкість, рівну середній. Це положення справедливе для металів і вироджених напівпровідників. У неvirоджених напівпровідниках це положення не виконується. В рівнянні балансу сил (1.18) магнітна сила пропорційна швидкості, а сила, створена полем Холла, від швидкості не залежить. В результаті цього магнітна сила встановлюється не по середній, а по середньоквадратичній швидкості носіїв, яка більша середньої. Кількісно ця ситуація враховується введенням числового множника A для постійної Холла, який називається холл-фактором:

$$R_n = \frac{A}{en}, \quad R_p = \frac{A}{ep}, \quad R_i = \frac{A}{en_i} \frac{\mu_p - \mu_n}{\mu_p + \mu_n}, \quad (1.29)$$

Значення холл-фактора залежить від переважаючого в даних умовах механізму розсіювання. Для фононного розсіювання $A=1.18$, для іонного $A=1.93$, для вироджених напівпровідників і металів $A=1$.

Добуток постійної Холла на провідність має вимірність мобільності і називається холівською мобільністю $\mu_{хол.}$:

$$\begin{aligned} \mu_{хол.}^n &= \sigma_n R_n = A \mu_n, \\ \mu_{хол.}^p &= \sigma_p R_p = A \mu_p \end{aligned} \quad (1.30)$$

де μ_n, μ_p – дрейфові мобільності електронів і дірок.

1.3. Зміна опору у магнітному полі (ефект Гаусса)

При аналізі траєкторії руху носіїв заряду в схрещених полях було встановлено, що в необмеженому зразку струм в напрямку зовнішнього електричного поля зменшується за рахунок викривлення траєкторій у магнітному полі і була отримана відповідна формула (1.17).

У необмеженому по вісі Y зразку не утворюється поле Холла і не виконується умова компенсації сил (1.18) а саме це необхідно для викривлення траєкторій.

Усунути поле Холла у реального зразка обмежених розмірів можна таким чином:

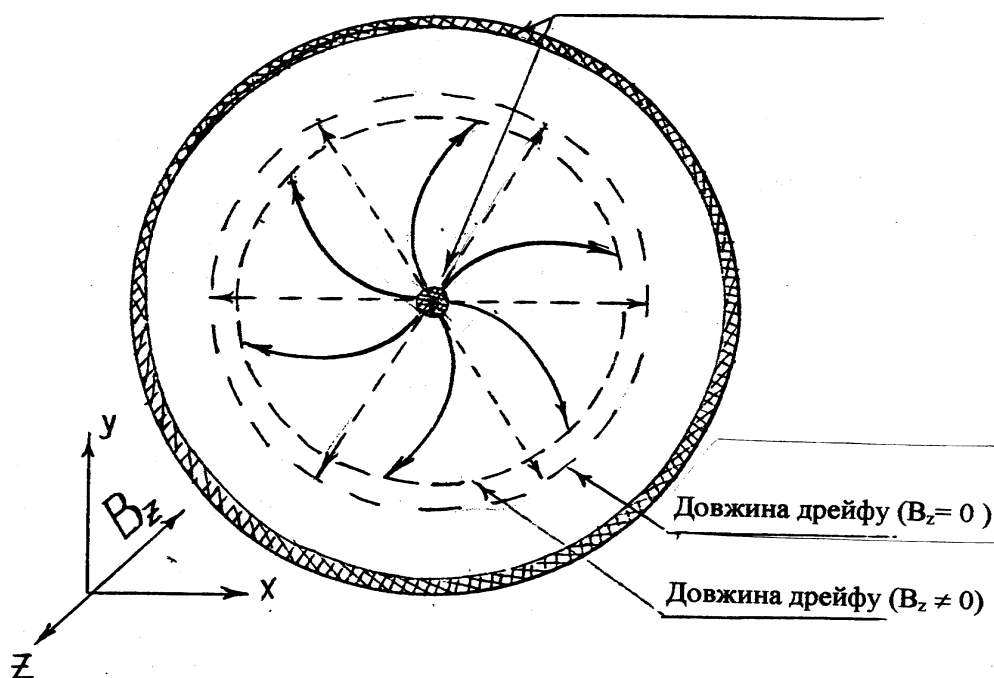
- а) збільшувати геометричний розмір зразка a_y і, завдяки цьому, зменшувати напруженість поля E_y (див. (1.18));
- б) встановити режим короткого замикання по холлівським контактам, тобто $E_y=0$;
- в) взагалі виключити виникнення поля Холла за рахунок кругової поляризації струму в площині XY .

Збільшення поперечного розміру a_y послаблює компенсуючу дію поля Холла, але не усуває її. Режим короткого замикання холлівських зондів в значній мірі зменшує поле Холла, але лише у зоні омичних контактів, в об'ємі зразка поле Холла частково зберігається. У випадку кругової поляризації струму (мал. 3) поле Холла принципово не може виникати і зразок у вигляді диску Корбіно є ідеальною моделлю необмеженого зразка у схрещених полях.

Мал.3. Модель необмеженого по ширині зразка (диск Корбіно) для магниторезистора

Суть класичного ефекту Гаусса полягає у тому, що в схрещених електричному і магнітному полях опір провідника зовнішньому струму зростає.

Максимальним магнітоопір виявляється у відсутності поля Холла, тобто для зразків у вигляді диску Корбіно (мал. 3).



Розглянемо ефект Гаусса кількісно. За основу беремо формулу (1.17). Використовуючи (1.11) і закон Ома, виділимо коефіцієнт пропорційності між

струмом і напруженістю електричного поля, тоді провідність в схрещених полях буде:

$$\sigma' = \sigma (1 - (\mu B_z)^2) \quad (1.31)$$

де σ – провідність у відсутності магнітного поля.

Визначимо відносну зміну провідності

$$\frac{\sigma' - \sigma}{\sigma} = \frac{\Delta\sigma}{\sigma} = -(\mu B_z)^2 \quad (1.32)$$

Знак “–” означає, що провідність зменшується, а опір зростає

$$\frac{\rho' - \rho}{\rho} = \frac{\Delta\rho}{\rho} \approx (\mu B_z)^2 \quad (1.33)$$

На мал. 3 показані траєкторії носіїв без магнітного поля (пунктир) і в магнітному полі (суцільні лінії) для зразка у вигляді диску Корбіно. Видно, що збільшення опору є наслідком зменшення довжини дрейфу носіїв в магнітному полі.

1.4.Порівняння гальваномагнітних ефектів

Кількісною характеристикою ефекту Холла є холівська різниця потенціалів V_y (1.19). Величина V_y ,за інших рівних умов, визначається концентрацією носіїв заряду або рівнем легування напівпровідника (1.23). Мобільність носіїв заряду не має істотного значення (в режимі $I_y=0$).

Для ефекту Гаусса, навпаки, вирішальне значення має мобільність (1.32), (1.33).

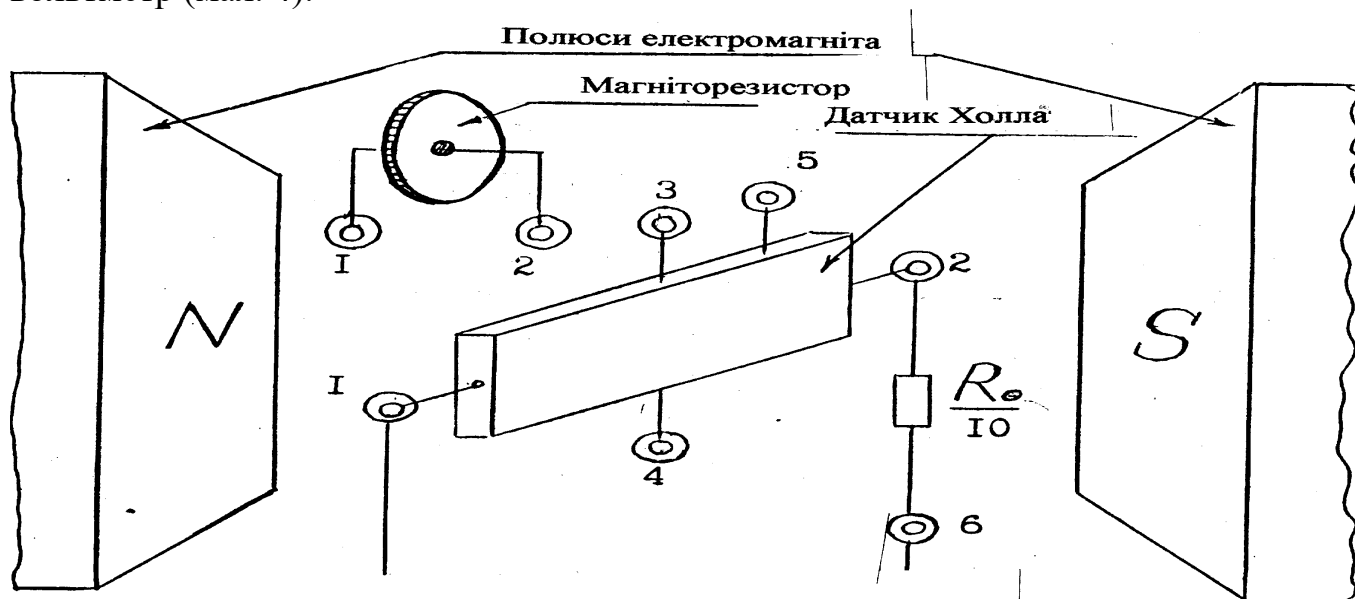
З фізичної точки зору, ефекти Холла і Гаусса є взаємовиключаючими за умовами реалізації (наявність чи відсутність поля Холла).

Для напівпровідникових матеріалів з малою мобільністю, коли $\mu < 0.5 \text{ м}^2/\text{В}\cdot\text{С}$ краще реалізувати ефект Холла, для матеріалів з високою мобільністю, коли $\mu > 1 \text{ м}^2/\text{В}\cdot\text{С}$ більше підходить ефект Гаусса.

У металів концентрація електронів на 3... 5 порядки більше, а мобільність на 2... 3 порядки менше, ніж у напівпровідників. Відповідно, ефекти Холла і Гаусса у металів виявляються дуже слабкими.

2. Методика виміру гальваномагнітних ефектів

Для виміру холлівської різниці потенціалів і зміни опору у магнітному полі є стенд, що містить магніт, джерело живлення магніту, джерело струму, вольтметр (мал. 4).



Мал.4. Функціональна схема стенду для спостереження гальваномагнітних ефектів та визначення параметрів напівпровідникових матеріалів

Значення магнітної індукції визначається струмом через обмотку електромагніта за допомогою відповідного графіка, наведеного на мал. 5.

У коло струму зразка послідовно увімкнений резистор $R_0=10$ Ом. Вимірявши падіння напруги на цьому резисторі, знаходимо струм через зразок

$$j = 0,1 v_c \quad (1.34)$$

2.1. Методика виміру ефекту Холла

Холлівська різниця потенціалів вимірюється вольтметром на зондах 3 та 4 двічі з обертанням зразка на 180° у магнітному полі. Отримані при цьому абсолютні значення V_{y1} і V_{y2} усереднюються

$$V_y = \frac{|V_{y1}| + |V_{y2}|}{2} \quad (1.35)$$

При такій операції виключається постійна різниця потенціалів на холлівських зондах 3,4, пов'язана із нееквівалентним їх положенням відносно лінії струму.

Постійна Холла розраховується по формулі

$$R = \frac{V_y \cdot a_z}{j \cdot B_z}, \quad (1.36)$$

де V_y у [В], a_z у [м], j у [А], B_z у [Тл], R у [м³/Кул].

Концентрація носіїв заряду

$$n = \frac{A}{e \cdot R}, \quad (1.37)$$

де $e=1.6 \cdot 10^{-19}$ Кул, R у м³/Кул, n – [м⁻³].

Питома провідність зразка визначається по результатах виміру падіння напруги між зондами 3 та 5 v_σ (без магнітного поля) по формулі:

$$\sigma = \frac{j}{v_\sigma} \cdot \frac{a_\sigma}{a_y a_z} [\text{Ом} \cdot \text{м}]^{-1} \quad (1.38)$$

Холівська і дрейфова мобільності розраховуються по формулам:

$$\mu_{\text{хол}} = \sigma R \left[\frac{M^2}{B \cdot c} \right], \quad \mu_{\text{др}} = \frac{\mu_{\text{хол}}}{A}. \quad (1.39)$$

Розміри a_x , a_y , a_z і холл-фактор A наведені в таблиці.

Характеристики зразків

№ п/п	Матеріал	Розміри у мм				Холл-фактор A	Призначення
		a_x	a_y	a_z	a_σ		
1	p-Si	11	1.8	1.8	4	1.18	эф. Холла
2	n-Ge	11	5.3	0.4	6	1.18	-“ -
3	n-InSb	11	7	1.1	2.4	1	-“ -
4	p-Ge	11.1	7.5	1.6	2.8	1.18	-“ -
5	n-InSb	5	5	1.1	-	-	эф. Гаусса
6	n-Ge	4.5	4.5	0.5	-	-	эф. Гаусса
7	n-Ge	4.5	4.5	0.5	-	-	-“ -

2.2. Методика виміру магнітоопору.

Зразок живиться від генератора струму, тому падіння напруги на зразку пропорційно його опору.

Падіння напруги v вимірюють на зондах 1,2 без магнітного поля і в магнітному полі v' . Розрахунок магнітоопору виконується згідно формули (1.33) і подається у %:

$$\frac{v' - v}{v} = \frac{\Delta R}{R} \quad (1.40)$$

3. Порядок виконання роботи

1. Ознайомитися з вимірювальним стендом та отримати від викладача зразок.
2. На клемах **2 – 5** виміряти напругу яка проходить через резистор і розрахувати струм j за формулою (1.34)
3. На клемах **3 – 5** виміряти значення U_{σ} і розрахувати питому провідність зразка за формулою (1. 38)
4. Встановити задане викладачем значення напруженості магнітного поля згідно з графіком градування електромагніту.
5. На клемах **3 – 4** виміряти Холлівську різницю потенціалів двічі з обертанням зразка на 180° у магнітному полі та розрахувати V_y за формулою (1.35)
6. Розрахувати Холлівську та дрейфову провідність за методикою наведеною в п. 2.1
7. Порівняти отриманні значення з теоретичними та зробити висновки.

4. Контрольні питання

1. Критерії слабого та сильного магнітного поля.
2. Для яких матеріалів можна виконати критерій сильного поля за кімнатних температур?
3. Необхідні і достатні умови для реалізації ефекту Холла.
4. Зовнішній прояв ефекту Холла
5. Необхідні і достатні умови для реалізації ефекту Гаусса.
6. Зовнішній прояв ефекту Гаусса.
7. Чому ефекти Холла і Гаусса взаємно виключають один одного?
8. За яких умов можна спостерігати ефект Холла у власному напівпровідникові?
9. Яким чином реалізувати модель необмеженого зразка в ефекті Гаусса?
10. Чому у металах гальваномагнітні ефекти виявляються дуже слабкими у порівнянні із напівпровідниками?

Література

1. Шалимова К.В. Физика полупроводников.-М.: Энергоатомиздат, 1985. Стр.164-176.
2. Курик М.В., Цмонь В.М. Фізика твердого тіла.-К.: Вища школа, 1985. Стор.133-137.
3. Кучис Е.В. Гальваномагнитные эффекты и методы их исследования.-М.: Радио и связь,1990.
4. Павлов Л.П. Методы определения основных параметров полупроводниковых материалов.-М.: Высшая школа, 1975. Стр.48-84.

ТЕНЗОРЕЗИСТИВНИЙ ЕФЕКТ

МЕТА РОБОТИ

При пружній деформації провідника електричного струму змінюються його геометричні розміри, отже, змінюється і його опір. Це явище одержало назву геометричний тензорезистивний ефект. Проте, у напівпровідників спостерігається, крім того, зміна питомого опору матеріалу. При цьому зміна питомого опору на два порядки перевершує геометричний ефект. Останнє пов'язано зі зміною зонної структури напівпровідника.

Основна мета роботи – на прикладі кремнію вивчити фізику тензорезистивного ефекту і практично визначити коефіцієнт тензочутливості.

ТЕХНІЧНЕ ЗАВДАННЯ

1. Вивчити основні теоретичні положення по тензорезистивному ефекту у домішкових напівпровідниках.
2. Визначити відносну зміну опору при деформаціях стиску і розтягу кремнію.
3. Розрахувати коефіцієнт тензочутливості і силу, що діє на резистор.
4. Порівняти результати виміру коефіцієнта тензочутливості з відомими з літературних джерел.
5. Підготувати відповіді на контрольні запитання.

1. Теоретичні положення по тензорезистивному ефекту

1.1. Загальні положення

Опір лінійного провідника електричного струму:

$$R = \rho \frac{l}{S}, \quad (1.1)$$

де: ρ – питомий опір матеріалу; l – довжина провідника; S – перетин провідника.

При деформації стиску або розтягу будуть змінюватися довжина, перетин провідника і питомий опір. Відносна зміна опору при деформації:

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{\Delta \rho}{\rho} + \frac{\Delta l}{l} - \frac{\Delta S}{S} \quad (1.2)$$

Розглянемо відносну зміну опору, обумовлену зміною тільки геометричних розмірів провідника. Для пружних твердих тіл існує зв'язок між відносними змінами поперечних і подовжніх розмірів при деформації:

$$\frac{\Delta r}{r} = \mu \frac{\Delta l}{l} \quad (1.3)$$

де r – радіус поперечного перетину; μ – коефіцієнт Пуассона.

Перерахувавши ΔS і S через Δr і r , для відносної зміни опору маємо:

$$\frac{\Delta R}{R} = (1 + 2\mu) \cdot \frac{\Delta l}{l} \quad (1.4)$$

Для металів і напівпровідників $\mu \approx 0,3$, отже:

$$\frac{\Delta R}{R} = 1,6 \cdot \frac{\Delta l}{l}. \quad (1.5)$$

Кількісною характеристикою тензорезистивного ефекту є коефіцієнт тензочутливості:

$$K = \frac{\Delta R}{R} \bigg/ \frac{\Delta l}{l} \quad (1.6)$$

Для геометричного тензорезистивного ефекту, відповідно до (1.5), $K \approx 1,6$.

У загальному випадку:

$$K = 1.6 + \Delta \rho / \rho \quad (1.7)$$

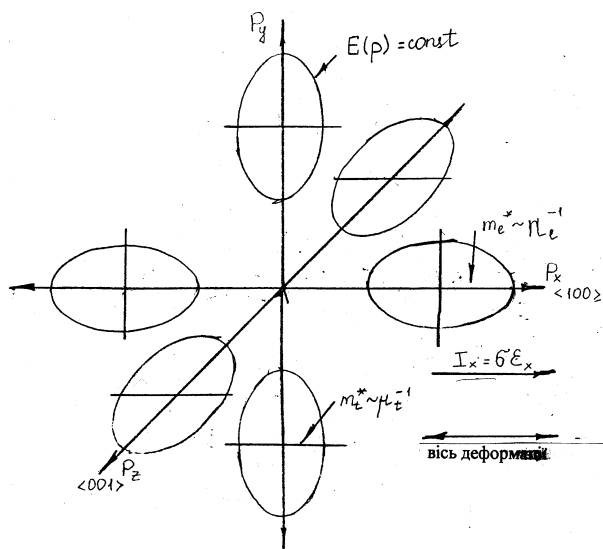
Для металів експеримент дає $K = 1,6 \dots 2,4$ і лише для нікелю $K = 10$. Для домішкових напівпровідників при одновісній деформації коефіцієнт тензочутливості складає $80 \dots 150$. Отже, у металів тензорезистивний ефект в основному геометричний, у напівпровідників визначальним є другий доданок у (1.7), тобто зміна питомого опору.

1.2. Тензорезистивний ефект в електронному кремнії

У енергетичному просторі зони провідності кремнію є 6 еквівалентних мінімумів енергії, розташованих на головних вісях оберненої решітки $\langle 100 \rangle$. У силу енергетичної еквівалентності носії заряду розподіляються по 6 мінімумах рівномірно, тобто на кожний мінімум припадає $1/6$ повного числа носіїв заряду в зоні провідності.

Ефективна маса електронів для окремо взятого мінімуму анізотропна, тобто поверхні рівної енергії несферичні. Для кремнію це еліпсоїди обертання з подовжньою ефективною масою $m_l^* = 0,97m$ і поперечною ефективною масою $m_t^* = 0,19m$, де m – маса електрона. Анізотропія ефективних мас $m_l^*/m_t^* \approx 5$.

Просторове розташування мінімумів показано на мал.1. Якщо направити



Мал.1. Розміщення мінімумів в енергетичному просторі для п-8і та складові тензора ефективної маси і мобільності

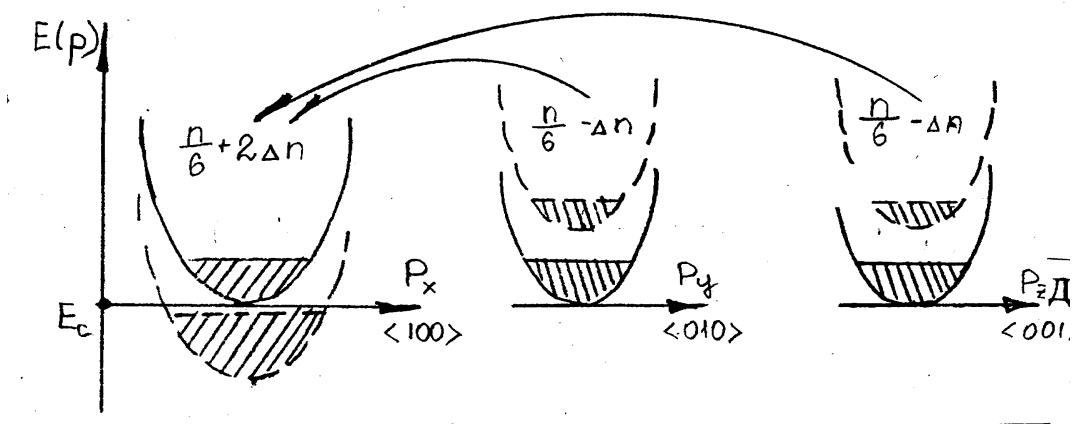
електричний струм по одному з напрямків $\langle 100 \rangle$, то $1/3$ електронів буде брати участь у провідності з ефективною масою m_l^* , а $2/3$ – із масою m_t^* . Такий розподіл електронів по ефективних масах буде зберігатися в усіх випадках, поки не порушена енергетична еквівалентність мінімумів.

На підставі вищесказаного запишемо питому провідність електронного кремнію:

$$\sigma = e \cdot \left(\frac{2}{3} \eta \mu_t + \frac{1}{3} \eta \mu_l \right) \quad (2.1)$$

де e – заряд електрона; μ_t – мобільність, що відповідає m_t^* ; μ_l – мобільність, що відповідає m_l^* .

Розглянемо процеси при одновимірній деформації уздовж головної вісі куба $\langle 100 \rangle$. На мал. 2 показане положення 3-х із 6 мінімумів при деформації стиску.



Мал.2. Перерозподіл електронів при одновісьному стиску п-8і в напрямку $\langle 100 \rangle$

Еквівалентність мінімумів порушується: два мінімуми на вісі стиску опускаються щодо дна зони провідності E_0 , чотири в площині, перпендикулярній вісі стиску, піднімаються щодо E_0 . У результаті відбудеться перерозподіл електронів. При зазначених умовах число електронів у мінімумах на вісі стиску збільшиться, в інших 4-х – зменшиться. Позначимо $\Delta\eta$ зміну числа носіїв в одному мінімумі через порушення енергетичної еквівалентності. Складемо нову формулу для провідності, вводячи $\Delta\eta$ у (2.1):

$$\sigma' = e \cdot \left[\left(\frac{2}{3} \eta - 4\Delta\eta \right) \mu_t + \left(\frac{1}{3} \eta + 4\Delta\eta \right) \mu_l \right] \quad (2.2)$$

Після елементарних перетворень (2.2) одержимо:

$$\sigma' = \sigma - 4e \cdot \Delta\eta (\mu_t - \mu_l) \quad (2.3)$$

Для кремнію $\mu_t < \mu_l$, отже, провідність електронного кремнію при стиску уздовж вісі $\langle 100 \rangle$ зменшується.

Аналогічний висновок для випадку розтягу уздовж $\langle 100 \rangle$ дає:

$$\sigma' = \sigma + 2e \cdot \Delta\eta(\mu_t - \mu_l) \quad (2.4)$$

Відповідно до (2.4) провідність при розтягу збільшиться.

Аналізуючи (2.3) і (2.4) дійдемо висновку, що необхідними і достатніми умовами тензорезистивного ефекту в електронному кремнії при одновимірній деформації є:

1. Анізотропія мобільностей $\mu_t \neq \mu_l$;
2. Перерозподіл електронів $\Delta\eta \neq 0$.

Що стосується першої умови, то для електронного кремнію воно виконується завжди, тому що поверхні рівної енергії для зони провідності несферичні.

Друга умова потребує порушення еквівалентності мінімумів. Це, у свою чергу, може відбутися лише при певній орієнтації деформації відносно кристалографічних вісей кремнію. Для електронного кремнію максимальний тензорезистивний ефект відповідає деформації уздовж вісі $\langle 100 \rangle$, мінімальний - при деформації уздовж вісі $\langle 111 \rangle$, тому що ця вісь складає рівні кути з вісями $\langle 100 \rangle$. Для вісі $\langle 110 \rangle$ ефект має проміжне значення. Все це показано на мал.3.

Що стосується зміни провідності, то вона відповідно до (2.3), (2.4) однозначно визначається числом $\Delta\eta$, тому що μ_t і μ_l мають фіксовані значення. Зміна провідності при деформації буде тим більше, чим:

1. більше відношення $\Delta\eta/\eta$, тобто чим менше рівень легування (див. мал.3 – більше питомий опір - більше тензочутливість);
2. більше різниця енергій для нееквівалентних мінімумів, тобто більше деформація (мал. 4);
3. менше температура, тому що теплові перекидання електронів між мінімумами (міждолинне розсіювання) перешкоджають їхньому нерівномірному розподілу при порушенні еквівалентності мінімумів.

1.3. Тензорезистивний ефект у дірковому кремнії

У енергетичному просторі валентної зони кремнію є єдиний максимум енергії, розташований у центрі приведеної зони. У цій точці сходяться дві енергетичні гілки з різною кривизною, отже, різною ефективною масою дірок (мал.5). Гілка V1 має малу кривизну і дірки, що займають енергетичні стани цієї гілки, називаються “важкими”. Гілка V2 має велику кривизну і, відповідно, дірки для цих станів називаються “легкими”.

Поверхні рівної енергії для V1 і V2 несферичні і максимальне розходження ефективних мас “важких” m_T^* і “легких” m_L^* дірок відповідає кристалографічній вісі $\langle 111 \rangle$. У напрямку $\langle 110 \rangle$ це розходження менше, а в $\langle 100 \rangle$ ефективні маси однакові.

У недеформованому кремнії дірки розподіляються між V1 і V2 відповідно до щільності станів для цих гілок. Щільність станів пропорційна $m^{*3/2}$, кількість “легких” дірок дорівнює:

$$\rho_L = \rho \cdot \left(\frac{m_L^*}{m_T^*} \right)^{3/2}$$

“важких” –

$$\rho_T = \rho \cdot \left[1 - \left(\frac{m_L^*}{m_T^*} \right)^{3/2} \right]$$

де ρ – повна кількість дірок у валентній зоні.

З урахуванням сказаного, провідність недеформованого діркового кремнію дорівнює:

$$\sigma = e(\rho_L \mu_L + \rho_T \mu_T) \quad (3.1)$$

де μ_L і μ_T – мобільності “легких” і “важких” дірок відповідно.

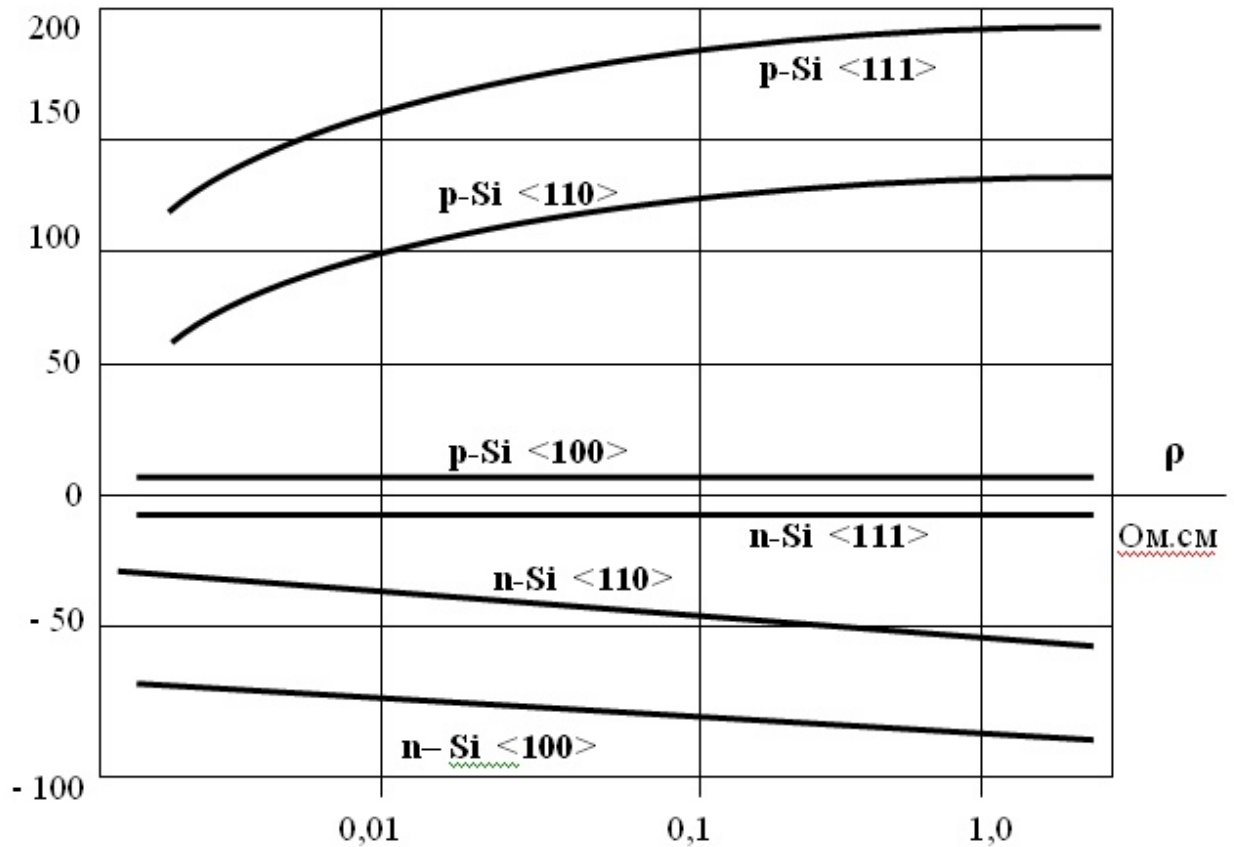
При деформації кремнію в напрямку $\langle 111 \rangle$ рівноважне положення гілок V1 і V2 порушується: при стиску V1 стає вище V2, при розтягу – навпаки (мал.5). Відбувається перерозподіл дірок між V1 і V2 тепер уже відповідно до їхнього енергетичного положення: при стиску деяка частина дірок $\Delta\rho$ із гілки

V1 переходить на гілку V2, при розтягу – навпаки. Провідність у цих умовах дорівнює:

$$\sigma' = \sigma \pm e \Delta \rho (\mu_L - \mu_T) \quad (3.2)$$

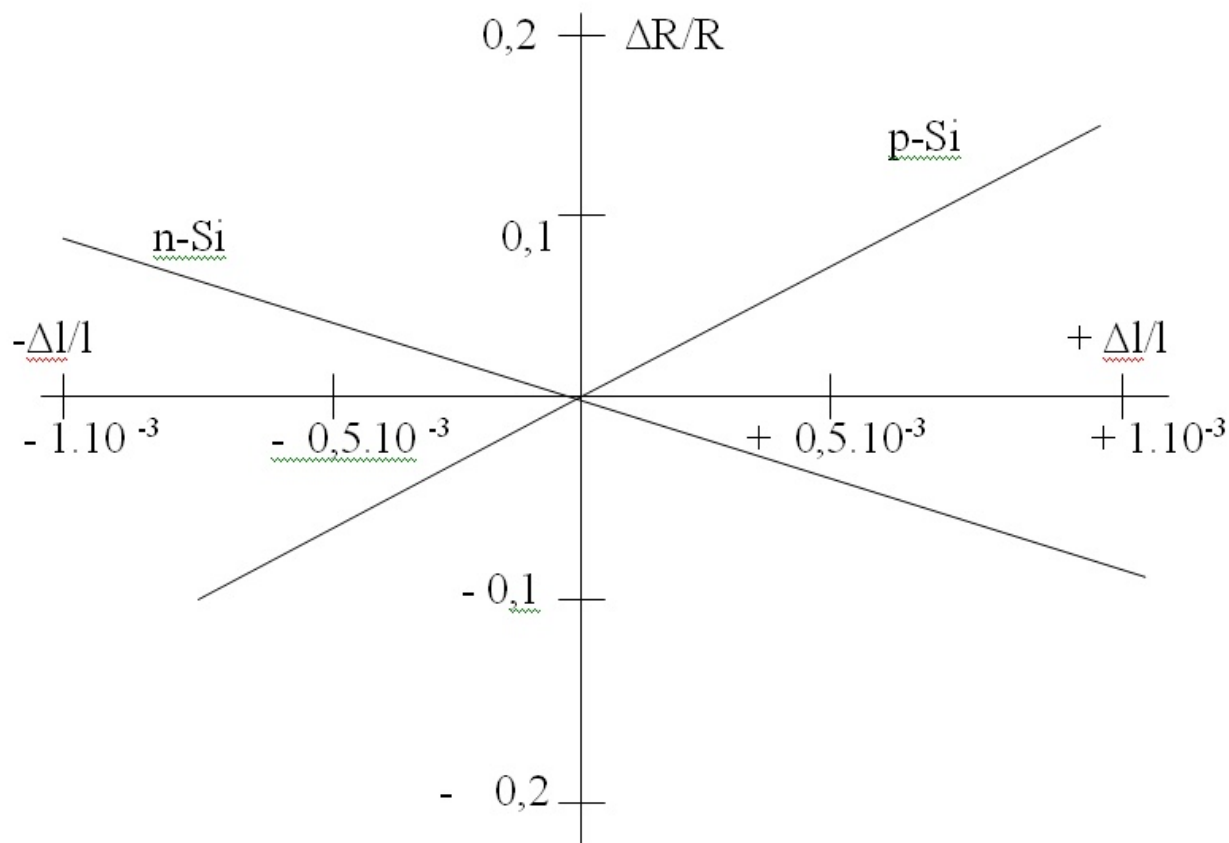
де “+” відповідає стиску, “-” – розтягу. З урахуванням того, що $\mu_L > \mu_T$, провідність діркового кремнію при стиску збільшується, при розтягу – зменшується.

Формула (3.2) принципово не відрізняється від (2.3), (2.4) для електронного кремнію. Відповідно, основні положення щодо умов виникнення тензоефекту і значення $\Delta \rho$ такі ж, як і для електронного кремнію. Залежність тензочутливості від орієнтації і рівня легування для діркового кремнію показана на мал.3.



Мал.3. Залежність тензочутливості кремнію від питомого опору та кристалографічної орієнтації

Залежність відносної зміни опору від відносної деформації (при малих деформаціях ($< 10^{-3}$) показана на мал.4.



Мал.4. Залежність відносної зміни опору від відносної деформації

1. 4. Коефіцієнт тензочутливості кремнію

Відповідно до мал.3 і 4 коефіцієнт тензочутливості кремнію близько 100. Відносна зміна опору $\Delta R/R$, яку можна одержати при одномірній деформації кремнію, залежить від коефіцієнта тензочутливості і відносної деформації. Припустиме значення відносної деформації не повинно перевершувати 10^{-3} . При більших деформаціях можливі необоротні зміни в матеріалах, що з'єднують тензорезистор із тілом що деформується і можливі нелінійні ефекти. Таким чином, реальне значення $\frac{\Delta R}{R}$ не перевершує $\pm 10\%$ від номінального значення опору тензорезистора.

Для діркового кремнію коефіцієнт тензочутливості позитивний, для електронного – негативний.

Зменшення рівня легування підвищує коефіцієнт тензочутливості, але посилює температурну залежність тензочутливості за рахунок температурної залежності повної концентрації електронів і дірок.

При зниженні температури до 77K (температура рідкого азоту) коефіцієнт тензочутливості зростає в десять - сто разів за рахунок послаблення міждолинного розсіювання і зменшення повної концентрації носіїв заряду.

2. Методика виміру коефіцієнта тензочутливості

Кремнієві тензорезистори виготовлені методом глибокого хімічного травлення, щоб видалити з поверхні дефектний прошарок, що утворився при різанні монокристала. Вони мають форму гантелі, на кінцях якої розташовані металеві контакти. Довжина резисторів 12 мм, діаметр 0,2 мм.

Тензорезистори приклеєні до поверхні сталевій консольній балки епоксидним компаундом.

Вільний кінець балки переміщується за допомогою мікрометричного гвинта. Один повний оберт гвинта відповідає переміщенню 0,5 мм.

Відносна деформація поверхні балки розраховується по формулі:

$$\frac{\Delta l}{l} = \frac{Y}{5500} \quad (5.1)$$

де Y – прогин кінця балки щодо нейтрального положення в мм.

Опір тензорезистора вимірюється омметром у нейтральному положенні балки (R) і деформованому (R').

Відносна зміна опору розраховується по формулі:

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{R'}{R} - 1 \quad (5.2)$$

Коефіцієнт тензочутливості визначається по формулі:

$$K = \frac{\Delta R}{R} / \frac{\Delta l}{l} \quad (5.3)$$

Результати вимірів і розрахунків рекомендується оформити у вигляді таблиці і графічно у вигляді залежності $\Delta R/R = f(\Delta l/l)$. Відповідно до мал.4 і формули (5.3) коефіцієнт тензочутливості визначається як тангенс кута прямокутного трикутника із катетами $\Delta R/R$ і $\Delta l/l$.

Таблиця результатів вимірювання і розрахунків

№ зразка	У, мм	$\frac{\Delta l}{l}$	R, Ом	R', Ом	$\frac{\Delta R}{R}$	F, Н

Зразки для виміру і прогин балки вказує викладач.

Крім основних результатів, поданих у таблиці, необхідно оцінити силу стиску (розтягу) по формулі:

$$F = M_{\text{ю}} \cdot \frac{\Delta l}{l} \cdot S \quad (5.4)$$

де $M_{\text{ю}}$ – модуль Юнга кремнію рівний $1,91 \cdot 10^{11} \text{ Н/м}^2$;

S – перетин тензорезистора ($3,14 \cdot 10^{-8} \text{ м}^2$).

3. Контрольні питання

1. Які необхідні та достатні умови для реалізації тензорезистивного ефекту у домішкових напівпровідниках ?
2. Яка природа тензорезистивного ефекту у металах?
3. Яка природа тензорезистивного ефекту у напівпровідниках?
4. Що таке коефіцієнт тензочутливості?
5. Поясніть зміну опору металевого провідника при деформації?
6. Поясніть зміну опору напівпровідника при деформації?
7. У електронного кремнію максимальна тензочутливість відповідає кристалографічному напрямку $\langle 100 \rangle$, мінімальна - $\langle 111 \rangle$. Поясніть це явище.
8. Яка відмінність коефіцієнта тензочутливості для електронного та діркового напівпровідника.
9. Чому при охолодженні тензорезистора його чутливість до деформації зростає?
10. У якого напівпровідника – виродженого чи неvirодженого тензочутливість сильніше залежить від температури?

Література

1. П.С.Киреев. Физика полупроводников.-М.: Высшая школа,1975. Стр.322 – 336.
2. Л.С.Ильинская, А.Н.Подмарьков. Полупроводниковые тензодатчики.- М.: Энергия,1966.
3. В.С.Трухачев, Н.П.Удалов. Полупроводниковые тензопреобразователи.- М.: Энергия, 1968.

4. А.Л.Полякова. Деформация полупроводников и полупроводниковых приборов. –М.: Энергия, 1979.

5. Полупроводниковые тензодатчики. Под ред. М.Дина. –М.: Энергия, 1965.

Лабораторна робота № 5 **ВИВЧЕННЯ ВЛАСТИВОСТЕЙ НЕЛІНІЙНИХ ДІЕЛЕКТРИКІВ**

МЕТА РОБОТИ

Нелінійні властивості сегнетоелектриків виявляються у залежності їхньої діелектричної проникності від температури, напруженості змінного і постійного електричних полів.

На температурній залежності можна спостерігати максимуми проникності, обумовлені фазовими переходами типу зсуву (сегнетоелектрична фаза зберігається) і порядок - безладдя (перехід у параелектричну фазу).

На польовій залежності можна спостерігати зростання і максимум проникності при збільшенні напруженості змінного поля, петлю гістерезиса, спад проникності при фіксованому змінному і зростаючому постійному полі (реверсивна характеристика або характеристика керування).

Основна мета роботи – експериментально визначити залежності проникності сегнетоелектрика від напруженостей змінного і постійного полів.

ТЕХНІЧНЕ ЗАВДАННЯ

1. Вивчити основні теоретичні положення по нелінійним властивостям сегнетоелектриків.
2. Ознайомитися із приладами і роботою вимірювального стенда.
3. Визначити залежність проникності сегнетоелектрика від напруженості змінного електричного поля і подати її у графічному вигляді.
4. Визначити залежність проникності сегнетоелектрика від напруженості постійного електричного поля при фіксованому змінному (реверсивну характеристику) і подати її у графічному вигляді.
5. Діапазон зміни напруги і частоту визначає викладач.
6. Зробити аналіз і висновки за результатами роботи.
7. Підготувати відповіді на контрольні питання.

1. Основні теоретичні положення

Наявність доменної структури в сегнетоелектриках і можливість зміни напрямку вектора спонтанної поляризації призводять до появи в них, поряд із пружною і тепловою поляризацією, специфічного механізму поляризації - доменної орієнтаційної.

Діелектрична проникність характеризується відношенням поляризованості P до напруженості електричного поля E :

$$\varepsilon = 1 + \frac{P}{\varepsilon_0 E}. \quad (1)$$

Для сегнетоелектриків, у яких $\varepsilon \gg 1$, це відношення має вигляд:

$$\varepsilon = \frac{P_u + P_0}{\varepsilon_0 E}, \quad (2)$$

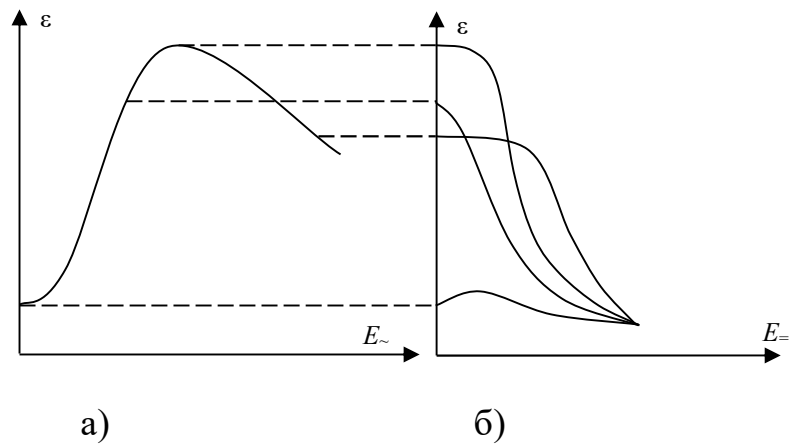
де P_u , P_0 - внесок відповідно індукованих механізмів поляризації і орієнтаційної поляризації.

Індукована поляризація є наслідком зсуву електронів, іонів і жорстко закріплених диполів під дією зовнішнього електричного поля. Енергія, що витрачається на індуковану поляризацію, незначна, тому і діелектричні втрати при цьому механізмі поляризації звичайно малі. У слабких полях поляризованість практично не залежить від напруженості поля. Орієнтаційна поляризація P_0 обумовлена зміною доменної структури, тобто, переорієнтуванням доменів, зародженням доменів із новою орієнтацією вектора поляризації і рухом доменних стінок. Таким чином, орієнтаційна поляризація зводиться, у цілому, до зміни напрямку вектора спонтанної поляризації в деяких областях. Це призводить до значної залежності поляризованості від напруженості зовнішнього електричного поля і супроводжується підвищенням втрат у сегнетоелектриках у сильних полях.

Орієнтаційна поляризація доменів відповідала за нелінійну залежність діелектричної проникності від поля (мал.1а). У слабких полях (до 10 В/см) діелектрична проникність майже не залежить від поля, хоча і має досить високе значення ($\varepsilon_{нач} = 500 \div 1500$) у порівнянні зі звичайними діелектриками, обумовлене індукованою поляризацією і сильним спонтанним внутрішнім полем. Зменшення проникності після максимуму характеристики можна пояснити, виходячи із формули (2). На цій ділянці поляризованість P_0 не змінюється, оскільки вона досягла насичення, відносний внесок P_u незначний, а E продовжує збільшуватися.

Характеристика керування являє собою залежність діелектричної проникності від напруженості постійного поля E (мал.1б).

Діелектрична проникність сегнетоелектриків зменшується у постійному полі E . Така залежність пояснюється ефектом «затиснення» доменів. Постійне поле орієнтує вектори спонтанної поляризації кожного домена по полю й утрудняє переорієнтування доменів змінним полем.



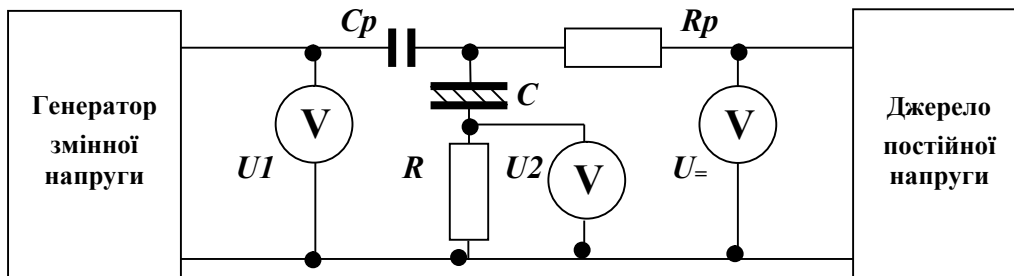
Мал.1

2. Методика виміру

Діелектрична проникність на низьких частотах визначається шляхом виміру ємності конденсатора із сегнетоелектриком і наступним обчисленням проникності по формулі плоского конденсатора:

$$\varepsilon = \frac{C d}{\varepsilon_0 S}, \quad (3)$$

де C - визначена ємність досліджуваного конденсатора; $\varepsilon_0 = 8.854 \cdot 10^{-12}$ Ф/м - електрична постійна; d і S - товщина і площа конденсатора.



Мал.2

Ємність сегнетоелектричного конденсатора визначається шляхом вимірювання струму, що протікає через зразок, при відомих частоті f і напрузі на зразку U .

Спрощена схема вимірювального стенду приведена на мал.2.

Зневажаючи активною провідністю зразка, ємність сегнетоконденсатора розраховують по формулі:

$$C = \frac{I}{\omega U} = \frac{U_2}{2\pi f R(U_1 - U_2)}, \quad (4)$$

де I – струм, що протікає через конденсатор при напрузі $(U_1 - U_2)$; f – частота змінної напруги; R – резистор, увімкнений послідовно із сегнетоконденсатором; U_2 - падіння напруги на цьому резисторі; U_1 - повна напруга на RC - ланцюжку.

Призначення інших елементів схеми: C_p і R_p призначені для розділу ланцюгів змінної і постійної напруги; $U=$ - вольтметр постійної напруги.

3. Порядок виконання роботи

1. Визначити залежність $U_2 = F(U_1)$ у межах зміни напруги $U_1=50...260V$ через $30V$ при $U_-=0$.
2. Визначити залежність $U_2 = F(U_-)$ у межах зміни напруги $U_- =0...240V$ через $30V$ при $U_1=const$. Значення U_1 варто вибирати поблизу максимуму e . (Мал.1а).
3. Обчислити: ємність сегнетоконденсатора по формулі (4), проникність по формулі (3) і напруженість полів $E_{\sim} = U_1/d$, $E_- = U_-/d$.
4. Побудувати графіки залежностей $\varepsilon = \varepsilon(E_{\sim})$ і $\varepsilon = \varepsilon(E_-)$.
5. Результати вимірів і розрахунків занести в таблиці.
6. Провести аналіз результатів і зробити висновки.

Таблиця 1. $\varepsilon = \varepsilon(E_{\sim})$ при $U_- = 0$.

Таблиця 2. $\varepsilon = \varepsilon(E_-)$ при $U_1 =$

U_1, V	U_2, mV	C, F	ε	$E_{\sim}, kV/m$	U_-, V	U_2, mV	C, F	ε	$E_-, kV/m$
50					30				
80					60				
110					90				
140					120				
170					150				
200					180				
230					210				
260					240				

4. Контрольні питання

1. Які механізми поляризації характерні для сегнетоелектриків?
2. Що таке поляризованість?
3. Як поляризованість залежить від напруженностей поля у слабких та сильних полях?
4. Що таке відносна діелектрична проникність?
5. Чим відрізняється спонтанна поляризація від індукованої?
6. Чим зумовлена орієнтаційна поляризація?
7. Поясніть зростання проникності при збільшенні напруженості змінного поля.
8. Поясніть наявність максимуму на рис 1 а?
9. Поясніть реверсивний вигляд характеристики керування.
10. Яке технічне застосування може мати реверсивний вигляд характеристики керування сегнетоелектриків?

Література

1. Методические указания к лабораторным работам по курсу “Физика твердого тела”. - Киев: КПИ, 1990.
2. Поплавко Ю.М. Физика диэлектриков. - Киев: Выща школа, 1980.